

UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE MADRID

ESCUELA TÉCNICA SUPERIOR
DE INGENIEROS DE TELECOMUNICACIÓN



TESIS DOCTORAL

SOBRE LA SOLUCIÓN DEL PROBLEMA DE LA RADIACIÓN
ELECTROMAGNÉTICA

EDDY LUIS MOLINA MORALES

Ingeniero Radioelectrónico

2015

TESIS DOCTORAL

SOBRE LA SOLUCIÓN DEL PROBLEMA DE LA RADIACIÓN ELECTROMAGNÉTICA

AUTOR:

Eddy Luis Molina Morales
Ingeniero Radioelectrónico

DIRECTOR:

Leandro de Haro Ariet
Catedrático de la Universidad Politécnica de Madrid.

Programa de Doctorado Conjunto en Telecomunicaciones Universidad
Politécnica de Madrid-Ministerio de Educación Superior de la República de
Cuba.

MADRID, 2015.

AGRADECIMIENTOS

A Dios y nuestro Señor Jesucristo. A mi madre. Al pueblo de Cuba. Al de España, por los años en que me acogió. A los Catedráticos de la Universidad Politécnica de Madrid Don Leandro de Haro y Ariet, Don Jesús Sanz Maudes y Don José Manuel Paéz Borrallo. Al Catedrático de Universidad del Ministerio de Educación Superior de la República de Cuba, Don Jorge Luis López Presmanes.

Agradecimientos especiales al Catedrático de la Universidad Politécnica de Madrid Don Miguel Calvo Ramón, por su valioso trabajo de revisión y corrección de la presente tesis doctoral. Al profesor Titular de Universidad Don Manuel Sierra Castañer, por sus valiosas sugerencias y gestiones.

Al colectivo de profesores e investigadores del Grupo de Radiación de la Escuela Técnica Superior de Ingenieros de Telecomunicación de la Universidad Politécnica de Madrid.

A todos los que de una forma u otra han contribuido a mi formación como persona y como profesional a lo largo de mi vida, incluidos todos mis alumnos y colegas en la Universidad Politécnica de La Habana (ISPJAE).

Deseo ofrecer sinceros recuerdos y agradecimientos a mis antiguos profesores en el ITM “José Martí”, mi Alma máter.

CALIFICACIÓN

Tesis Doctoral: **SOBRE LA SOLUCIÓN DEL
PROBLEMA DE LA RADIACIÓN
ELECTROMAGNÉTICA.**

Autor: **EDDY LUIS MOLINA MORALES**

Director: **LEANDRO DE HARO ARIET**

El Tribunal nombrado para juzgar la Tesis Doctoral arriba
indicada está compuesto por los siguientes señores:

Presidente: _____

Vocales:

Secretario: _____

Acuerdan otorgarle la calificación de: _____

Madrid, a _____

El secretario del Tribunal

*

RESUMEN

En la presente Tesis Doctoral se propone una posible solución al problema de la radiación electromagnética. Este es un problema científico estudiado desde hace mucho tiempo y que hasta el presente no se ha podido resolver de manera exacta.

Aquí se redefine nuevamente el problema y se plantea el mismo partiendo un modelo de radiador formado por dos placas planas circulares paralelas, que por sus reducidas dimensiones eléctricas, se considerará para el estudio como un dipolo simétrico corto.

Se obtienen las soluciones de las ecuaciones de Maxwell para la radiación electromagnética emitida por dicho sistema y se propone lo que sería el principio de formación de las ondas electromagnéticas. Con ayuda de este se ofrece una posible interpretación de las soluciones obtenidas.

Luego a dicho sistema se le realizan correcciones en sus dimensiones a fin de ajustar las soluciones obtenidas al caso real de un dipolo simétrico de media onda.

Además se analiza de una manera sencilla la naturaleza material del campo electromagnético y su estructura, lo que hace posible proponer una manera original de comprender las ecuaciones de Maxwell.

Finalmente se propone un modelo sencillo mediante el cual se puede demostrar la *Ley de Planck* para la distribución espectral de la energía electromagnética radiada por los cuerpos calientes, pero desde las soluciones de las ecuaciones de Maxwell para la radiación de las antenas. Con esto podría ser aceptado que la solución del problema de la radiación electromagnética es única tanto para las antenas como para los cuerpos calientes en la naturaleza.

ABSTRACT

In this PhD thesis a possible solution to the problem of electromagnetic radiation is proposed. This is a scientific problem which has been studied for a long time and to this day has still not exactly been solved.

The problem is redefined here again and it is stated using a model formed by two flat parallel circular plates as the radiator system, which due to its reduced electrical dimensions will be considered for the study as a short symmetrical dipole.

The solutions of the Maxwell equations for emitted electromagnetic radiation are obtained by said system, and that which could be the principle formation of electromagnetic waves is proposed. Using this principle, a possible interpretation of the solutions obtained is presented.

Then the system will perform corrections in size to adjust the solutions obtained to the real case of a symmetrical half-wave dipole.

The material nature of the electromagnetic field and its structure is also analyzed in a simple way, making it possible to present an original way to understand the Maxwell equations.

Finally, a simple model which can be used to prove Planck's law of spectral distribution of the electromagnetic energy radiated by hot bodies is proposed, but parting from the solutions of the Maxwell equations for the antennas radiation. With this it could be accepted that the solution to the problem of electromagnetic radiation is unique to both antennas and hot bodies on nature.

ÍNDICE

RESUMEN.....	ix
ABSTRACT	xi
ÍNDICE.....	xiii
ÍNDICE DE FIGURAS.....	xv
ACRÓNIMOS.....	xvi
CAPITULO 1: INTRODUCCIÓN Y OBJETIVOS DE LA TESIS.....	1
1.1. Introducción del capítulo.....	2
<i>Estructura de la tesis</i>	4
<i>Hipótesis</i>	6
<i>Objetivos</i>	6
<i>Metodología general a seguir</i>	7
1.2. Definiciones y consideraciones necesarias.....	8
<i>Ondas electromagnéticas</i>	8
CAPITULO 2: PROPUESTA DE PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA DE LA RADIACIÓN ELECTROMAGNÉTICA	12
2.1. Introducción del capítulo.....	14
2.2. Radiación emitida desde el sistema.....	15
<i>Propuesta de planteamiento del problema físico</i>	15
<i>Formulación</i>	16
2.3. Discusión.....	24
2.4. Conclusiones del capítulo.....	25
CAPITULO 3: PROPUESTA DE PRINCIPIO DE FORMACIÓN DE LAS ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS	28
3.1. Introducción del capítulo.....	30
3.2. Ecuaciones de la radiación	31
3.3. Propuesta de interpretación física de las ecuaciones de la radiación	33
<i>Principio de formación</i>	33
<i>Interpretación de las soluciones 3.1 y 3.2 de las ecuaciones de la radiación</i>	40
3.4. Relaciones de potencia	54
<i>Impedancia de entrada y resistencia de radiación</i>	54
<i>Impedancia de ondas</i>	61
<i>Zonas de campos desde el radiador</i>	63
<i>Característica direccional de amplitud</i>	66
3.5. Discusión.....	68
3.6. Conclusiones del capítulo.....	70
CAPITULO 4: NATURALEZA DEL CAMPO ELECTROMAGNÉTICO Y PROPUESTA DE SOLUCIÓN ÚNICA DEL PROBLEMA DE LA RADIACIÓN	72

4.1.	Introducción al capítulo.....	74
4.2.	Naturaleza material del campo electromagnético.....	75
	<i>Drenaje electrónico</i>	75
	<i>Unidad intrínseca del campo electromagnético</i>	79
	<i>Estructura del Campo Electromagnético</i>	80
4.3.	Distribución espectral de la energía de la radiación electromagnética.....	84
	<i>El cuanto de acción</i>	84
4.4.	Discusión.....	98
4.5.	Conclusiones del capítulo.....	100
CAPITULO 5: CONCLUSIONES Y LÍNEAS FUTURAS DE INVESTIGACIÓN		102
5.1.	Conclusiones	103
5.2.	Líneas futuras de investigación	105
A.	APÉNDICES	109
A.1	Ley de Planck para la radiación del cuerpo negro.....	111
	<i>Distribución de la energía electromagnética radiada</i>	111
	<i>Forma experimental de obtener la constante de Planck en el laboratorio</i>	112
A.2	Procedimiento de simulación de un dipolo de media onda.	116
	<i>Simulación con CST STUDIO SUITE 2015</i>	116
REFERENCIAS DE LA TESIS.....		119

ÍNDICE DE FIGURAS

FIGURA. 2. 1. GEOMETRÍA DEL SISTEMA PROPUESTO.	15
FIGURA. 3. 1. GEOMETRÍA Y MODELO CIRCUITAL DEL SISTEMA RADIADOR PROPUESTO.	31
FIGURA. 3. 2. CAMPOS VIAJEROS ASOCIADOS A UN CICLO DE CORRIENTE DE ALIMENTACIÓN.	34
FIGURA. 3. 3. FORMACIÓN DEL CAMPO DE DISPERSIÓN EN LA PARTE EXTERNA DE LOS BRAZOS DEL RADIADOR.	35
FIGURA. 3. 4. FORMACIÓN DEL CAMPO DE RADIACIÓN MEDIANTE EL ACOPLAMIENTO DE LOS CAMPOS DE DISPERSIÓN Y DE CIERRE.	36
FIGURA. 3. 5. CORRIENTES SUPERFICIALES EN LOS BRAZOS DEL RADIADOR.	37
FIGURA. 3. 6. VARIACIÓN DE LOS TÉRMINOS Y_1 , Y_2 Y Y_3 RESPECTO A LA DISTANCIA.	41
FIGURA. 3. 7. RELACIONES DE FASE ASOCIADAS A LOS CAMPOS EN EL PUNTO DE OPERACIÓN.	44
FIGURA. 3. 8. DINÁMICA DE LOS CAMPOS EN LOS BORDES DEL BRAZO SUPERIOR.	46
FIGURA. 3. 9. CIRCUITO EQUIVALENTE RLC DEL RADIADOR.	50
FIGURA. 3. 10. ESFERA CON RADIADOR INSCRIPTO PARA LA DETERMINACIÓN DEL FLUJO DE POTENCIA ELECTROMAGNÉTICA.	54
FIGURA. 3. 11. COEFICIENTE DE REFLEXIÓN A LA ENTRADA DEL SISTEMA RADIADOR.	57
FIGURA. 3. 12. IMPEDANCIA DE ENTRADA DEL DIPOLO CALCULADA Y SIMULADA.	59
FIGURA. 3. 13. ZONAS DE CAMPOS DESDE EL RADIADOR.	63
FIGURA. 3. 14. DIAGRAMA DIRECCIONAL DE AMPLITUD EN EL ESPACIO.	66
FIGURA. 3. 15. DIAGRAMA DIRECCIONAL DE AMPLITUD, PLANO ELÉCTRICO.	67
FIGURA. 3. 16. DIAGRAMA DIRECCIONAL DE AMPLITUD, PLANO MAGNÉTICO.	67
FIGURA. 4. 1. SUPERFICIE GAUSSIANA EN EL BRAZO SUPERIOR.	75
FIGURA. 4. 2. DINÁMICA DE LA ACUMULACIÓN DE LA CARGA EN EL BRAZO DEL RADIADOR..	77
FIGURA. 4. 3. CAMPO ELECTROMAGNÉTICO. SITUACIÓN HISTÓRICAMENTE ACEPTADA.	80
FIGURA. 4. 4. CAMPO ELECTROMAGNÉTICO. SITUACIÓN QUE SE PROPONE EN ESTA TESIS. ...	80
FIGURA. 4. 5. RESISTENCIA DE RADIACIÓN EN FUNCIÓN DE LA FRECUENCIA.	84
FIGURA. 4. 6. CIRCUITO EQUIVALENTE DEL SISTEMA ANTENA-GENERADOR.	85
FIGURA. 4. 7. VARIACIÓN DE LA POTENCIA RADIADA EN FUNCIÓN DE LA FRECUENCIA.	86
FIGURA. 4. 8. DISTRIBUCIÓN ESPECTRAL DE LA ENERGÍA ELECTROMAGNÉTICA RADIADA. ..	87
FIGURA. 4. 9. FUNCIÓN NÚMERO CUÁNTICO.	89
FIGURA. 4. 10. DERIVADA DE LA RESISTENCIA DE RADIACIÓN.	89
FIGURA. 4. 11. RESISTENCIA DE RADIACIÓN COMO FUNCIÓN DE LAS DIMENSIONES.	95
FIGURA. 4. 12. ESPECTRO DE ENERGÍA DE LA REM.	97
FIGURA A1. 1. ESPECTRO DE ENERGÍA ELECTROMAGNÉTICA RADIADA POR UN CUERPO CALIENTE.	112
FIGURA A1. 2. CIRCUITO PARA LA MEDIDA DE LA TENSIÓN EN LOS TERMINALES DEL DIODO.	113
FIGURA A1. 3. VARIACIÓN DE LA TENSIÓN RESPECTO A LA FRECUENCIA.	114
FIGURA A2. 1. COEFICIENTE DE REFLEXIÓN A LA ENTRADA DEL DIPOLO.	117
FIGURA A2. 2. IMPEDANCIA DE ENTRADA DEL DIPOLO.	117

ACRÓNIMOS

Los acrónimos se mencionarán la primera vez y a continuación se presentarán entre paréntesis y en letra mayúscula negrita.

Posteriormente a haber sido definidos la primera vez, se continuará simplemente haciendo referencia al concepto de que se trate mediante su acrónimo.

En esta memoria de Tesis Doctoral se usarán los siguientes acrónimos:

CEM Campo electromagnético

OEM Ondas electromagnéticas

REM Radiación electromagnética

LED Light-emitting diode (Diodo emisor de luz)

CAPITULO 1 : INTRODUCCIÓN Y OBJETIVOS DE LA TESIS

1.1. Introducción del capítulo

James Clerk Maxwell introdujo en 1861 el concepto de corriente de desplazamiento, observando las corrientes variables que fluyen a través de las placas de un condensador. Esto le permitió unificar las leyes de la electricidad y el magnetismo, relacionándolas en el sistema de ecuaciones básicas que actualmente lleva su nombre. Así, en 1864 pudo postular la existencia de las ondas electromagnéticas (**OEM**). *Heinrich Rudolf Hertz* las obtuvo experimentalmente por primera vez en 1887 e intentó explicarlas resolviendo las ecuaciones de *Maxwell* de forma aproximada en un dipolo.

Hasta el presente no es evidente la ley física que gobierna el fenómeno de formación y emisión de las **OEM**, esto ha sido siempre objeto de estudio y los científicos continúan investigando, pero sin dar una explicación definitiva del fenómeno ni ofrecer la solución rigurosa del problema. Explicar dicho fenómeno podría impactar grandemente en múltiples campos de la ciencia y la tecnología, que van desde las radiocomunicaciones hasta la energía, por citar dos ejemplos.

En la presente Tesis Doctoral se realiza una propuesta de redefinición del problema de la radiación electromagnética (**REM**), se plantea este en un sistema sencillo compuesto por dos placas planas paralelas y circulares, que por sus reducidas dimensiones podrá ser considerado como un dipolo corto, al que posteriormente se le alargarán sus brazos a fin de convertirlo en un dipolo simétrico de media onda. El punto de partida es la obtención las soluciones de

las ecuaciones de *Maxwell* para la **REM** emitida por el sistema inicial, luego se propone el que podría ser el principio que gobierna el mecanismo de formación y emisión de las **OEM**, se explica y con él se propone una interpretación original de las soluciones de las ecuaciones de *Maxwell* asociadas al problema.

Finalmente se propone un modelo electrodinámico sencillo para demostrar que la *Ley de Planck* sobre la distribución espectral de la energía electromagnética emitida por los cuerpos calientes se cumple también en las antenas, con ello se intentará demostrar que el principio de formación de las **OEM** y las soluciones del problema de la **REM** son únicos tanto para las antenas como para los cuerpos calientes en la naturaleza. También se analizan cuestiones abstractas de la naturaleza material del campo electromagnético (**CEM**) y su estructura, con lo cual se propone además una nueva forma de entender las ecuaciones de *Maxwell*.

Las principales obras acerca de los trabajos de *Maxwell* y *Hertz* sobre el problema de las **OEM** pueden ser consultadas en [1]-[3]. Algunos trabajos más recientes que abordan dicha cuestión, pero desde puntos de vista numéricos o aproximados pueden consultarse en [4]-[10]. Al final de la memoria se ofrece una amplia relación de la literatura científica consultada que muestra cómo suele tratarse el tema de la radiación de las **OEM** en la actualidad, (se explicitan las páginas relevantes de las obras citadas. Al final también se citan obras que abordan el tema cuántico de la **REM**, [11]-[21].

Estructura de la tesis

La Tesis está organizada en cinco capítulos, con epígrafes y secciones. A continuación se describirán los mismos brevemente:

En el **primer capítulo** (actual) llamado “*Introducción*” sólo tiene dos secciones, en la primera se argumenta la importancia científica del tema, se definen los objetivos y se describe brevemente la tesis. Luego una pequeña sección dedicada a ofrecer un concepto aproximado de **OEM** que sirva de base al desarrollo posterior de la tesis.

El **segundo capítulo**, titulado “*Propuesta de planteamiento del problema de la REM*”, está organizado en cuatro secciones, en la primera de ellas se realiza una introducción al capítulo. En la segunda se presenta la propuesta de planteamiento del problema, se desarrolla el método de los potenciales retardados y se obtienen las soluciones de las ecuaciones de *Maxwell* para la **REM** buscadas. En la tercera se realiza una breve discusión acerca de la novedad de la forma en que ha sido planteado el problema. Finalmente, en la cuarta sección se realizan algunos comentarios a manera de conclusiones. La literatura consultada y citada se lista al final de la memoria.

El **tercer capítulo** titulado “*Propuesta de principio de formación de las OEM*” da continuación al estudio; el capítulo está organizado en 6 secciones, en la primera de ellas se presenta una breve introducción al capítulo, en la segunda se presentan nuevamente las ecuaciones de la **REM** obtenidas, pero ahora con el objetivo de asociar sus campos a los semiciclos de la corriente de

alimentación. En la tercera se presenta y explica la propuesta de principio de formación que debe regir el fenómeno de la radiación de las **OEM**. En la cuarta sección, llamada relaciones de potencias se determina la impedancia de entrada del sistema radiador y los límites de las zonas de campos desde el radiador. En la quinta se realiza una breve discusión sobre los principales puntos del capítulo y finalmente, en la sexta sección se realizan algunos comentarios a manera de conclusiones. Las referencias del capítulo se listan al final de la memoria.

El **cuarto capítulo**, titulado “*Naturaleza del CEM y propuesta de solución única del problema de la REM*”, está organizado en cinco secciones, en la primera de ellas se ofrece la introducción al capítulo, en segunda se realiza el análisis de la naturaleza material del **CEM** y de las **OEM**, se propone el principio de “*Unidad intrínseca del CEM*” y se usa para proponer la estructura del campo electromagnético por planos de un único campo. En la tercera se propone un circuito equivalente sencillo del sistema antena-generador mediante el cual se intenta obtener de manera analítica desde las soluciones de las ecuaciones de *Maxwell* para la **REM**, la *ley de Planck* sobre la distribución espectral de la energía electromagnética radiada, y con ello, demostrar el carácter único de dichas soluciones. En la cuarta sección se discute y se propone una forma nueva de entender el carácter cuántico de la **REM** y la naturaleza cuantizada del **CEM**. Finalmente, se realizan algunos

comentarios a manera de conclusiones. Las referencias del capítulo se han listado al final de la memoria.

El **quinto capítulo** se titula “*Conclusiones y líneas futuras de investigación*”. El mismo está organizado en dos secciones, una para las conclusiones finales de la tesis y la otra dedicada a las posibles líneas futuras de investigación.

Al final de la memoria se muestran los **apéndices** y la relación de literatura científica y especializada consultada y citada en esta tesis.

Ahora, para abordar el problema de la **REM** se partirá de la siguiente:

Hipótesis

Que las **OEM** se forman mediante el acoplamiento de dos **CEM** dinámicos y opuestos que inciden consecutivamente en una abertura, y tanto el principio de formación como la solución del problema de la radiación son únicos, tanto para las antenas como para los cuerpos calientes en la naturaleza.

Para comprobar la hipótesis propuesta se definen los siguientes:

Objetivos

- 1.- Realizar una propuesta de planteamiento del problema de la **REM** en un sistema radiador real lo más simple posible.
- 2.- Obtener unas soluciones aceptables de las ecuaciones de *Maxwell* para la **REM** del sistema elegido.

- 3.- Proponer, utilizando la hipótesis inicial una forma de interpretación de las soluciones obtenidas.
- 4.- Investigar la estructura de las **OEM** en el sistema radiador y en general la del **CEM**.
- 5.- Proponer una forma sencilla para demostrar que, las soluciones obtenidas y el principio de formación de las **OEM**, son únicos tanto para la radiación de las antenas como para la de los cuerpos calientes en la naturaleza, (cumplimiento del teorema de unicidad para la solución de los problemas de electrodinámica, [22]).

Metodología general a seguir

- Se planteará el problema de la **REM** en un sistema formado por dos placas planas paralelas y circulares (dipolo corto) alimentado con una señal de corriente alterna de alta frecuencia.
- Se obtendrán soluciones aproximadas de las ecuaciones de *Maxwell* para la **REM** de dicho sistema y se intentará ajustarlas al caso real de un dipolo de media onda.
- Se intentará interpretar las soluciones obtenidas con ayuda del principio de formación de las **OEM** que se propone como hipótesis.
- Para demostrar que las soluciones son únicas se intentará obtener y demostrar la *Ley de Planck* sobre la distribución espectral de la energía de la **REM** emitida por los cuerpos calientes, pero desde las soluciones de las ecuaciones de *Maxwell* para la **REM** de las antenas.

1.2. Definiciones y consideraciones necesarias

Ondas electromagnéticas

Antes de avanzar en este trabajo es necesario ofrecer un concepto aproximado de **OEM** que permita tener un punto de partida. En definitiva ellas son el objeto de investigación de esta tesis. Entonces este concepto puede enunciarse de la manera siguiente:

Son **CEM** con estructura vorticial que portan energía y tienen movimiento. Estos son emitidos espontáneamente de forma periódica por los cuerpos calientes en la naturaleza e intencionalmente por los dispositivos tecnológicos desarrollados por el hombre (por ejemplo las antenas). Se expanden (propagan) en un medio determinado desde sus fuentes, viajando a velocidad constante. Cuando lo hacen en el vacío esta velocidad es aproximadamente de $3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ y en otros medios a velocidades menores. A medida que se alejan de las fuentes pierden densidad y se atenúan debido a las pérdidas disipativas que les pueda ocasionar el medio.

Por otra parte, durante el desarrollo de esta investigación ha sido necesario revisar abundante literatura, actual e histórica, tanto de carácter tecnológico (relacionada con la teoría y técnica de antenas), como aquella con un discurso científico mucho más elevado (relacionada con las ciencias físicas y matemáticas). La revisión ha sido llevada a cabo con el objetivo de verificar la vigencia actual del tema de la presente tesis doctoral (*estado del arte*). Las principales obras se listan al final de la memoria.

CAPITULO 2 : PROPUESTA DE PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA DE LA RADIACIÓN ELECTROMAGNÉTICA

2.1. Introducción del capítulo

En este capítulo se plantea formalmente el problema de la radiación electromagnética y se obtienen las soluciones de las ecuaciones de *Maxwell* asociadas a un sistema formado por dos placas planas, paralelas y circulares.

Las dimensiones del radiador en comparación con la longitud de ondas de la señal se tomarán tan pequeñas que este podrá ser considerado como un dipolo corto simétrico.

Se procede siguiendo el método de los potenciales retardados, para lo cual se han consultado diversas fuentes, entre ellas los principales libros de texto en los que se aborda esta temática.

El capítulo está organizado en 4 secciones, en la primera de ellas (actual) se ofrece una pequeña introducción al capítulo. En la segunda se realiza la propuesta de planteamiento del problema físico, se desarrolla el método de los potenciales retardados y se obtienen las soluciones buscadas. En la tercera se realiza una breve discusión acerca de la novedad de la forma en que ha sido planteado el problema. Finalmente, en la cuarta sección se realizan algunos comentarios a manera de conclusiones. Las referencias se han listado al final de la memoria.

2.2. Radiación emitida desde el sistema

Propuesta de planteamiento del problema físico

Se tiene un sistema formado por dos placas planas paralelas circulares de radios r_c , grosor Δ y separación d . El mismo se ha conectado a una fuente de tensión alterna V_g , y resistencia interna R_g , que entrega una corriente I_0 con frecuencia f . El medio entre las placas y fuera de ellas es el vacío, ver figura 2.1. Se necesita obtener el **CEM** generado por el sistema en cualquier punto del espacio. El circuito es ilustrativo y tiene el objetivo de mostrar la secuencia de suministro de energía al sistema radiador, por lo que no se considerarán los campos asociados a la línea de transmisión.

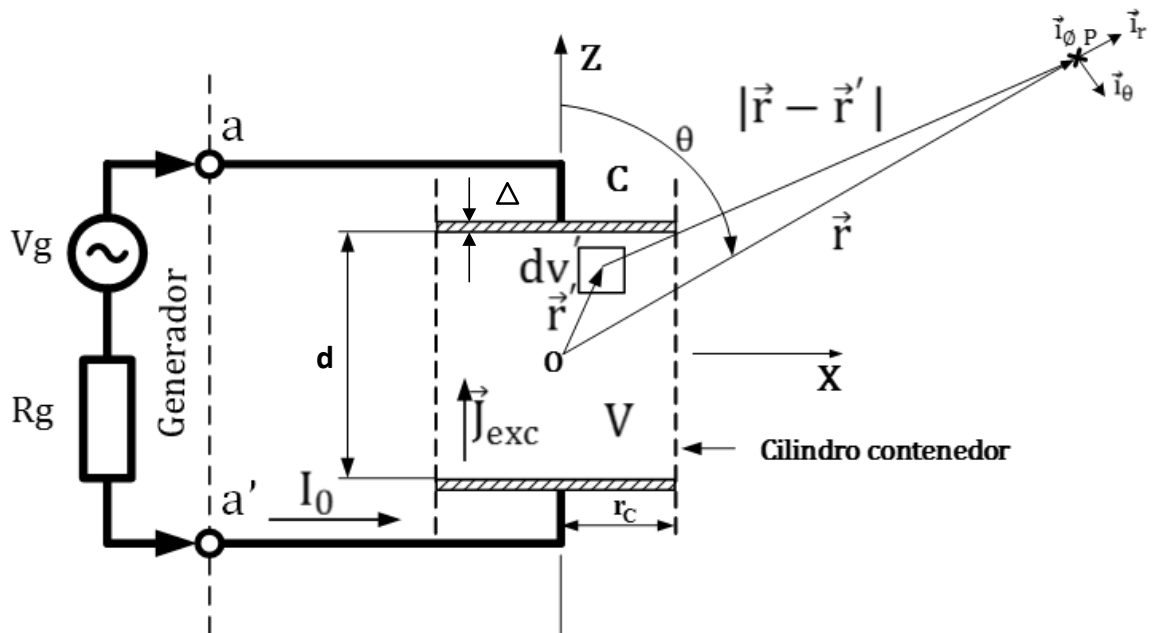


Figura. 2. 1. Geometría del sistema propuesto.

Se ha tomado el sistema de coordenadas esféricas con origen en el centro de la fuente de radiación, sus vectores unitarios son $\vec{\mathbf{i}}_\theta$, $\vec{\mathbf{i}}_\phi$ e $\vec{\mathbf{i}}_r$. También se incluye el sistema cartesiano de referencia. En el interior del radiador el **CEM** se ha representado en la forma de corriente de desplazamiento de excitación. En el circuito \mathbf{I}_0 es la corriente alterna de alimentación.

Formulación

El vector intensidad del campo magnético $\vec{\mathbf{H}}$ se relaciona con el potencial vectorial magnético $\vec{\mathbf{A}}$ de la siguiente forma, [23]:

$$\vec{\mathbf{H}} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \nabla \times \vec{\mathbf{A}} \quad [\text{A/m}]. \quad (2.1)$$

Y la ecuación de ondas de este campo en términos del potencial es, [24]:

$$\nabla^2 \vec{\mathbf{A}} + k^2 \vec{\mathbf{A}} = -\mu_0 \vec{\mathbf{J}}_{\text{exc}} \quad (2.2)$$

Donde $\vec{\mathbf{J}}_{\text{exc}} [\text{A/m}^2]$ es la densidad de la corriente de excitación en la fuente de radiación y $\mathbf{k} = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} [\text{m}^{-1}]$ la constante de propagación de las **OEM** en el espacio libre. En el vacío la permeabilidad magnética es $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} [\text{H/m}]$ y la permitividad dieléctrica vale $\epsilon_0 = 1/36\pi \cdot 10^9 [\text{F/m}]$. La impedancia de ondas en el vacío es $\eta = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} [\Omega]$ y la frecuencia angular de la señal es $\omega [\text{s}^{-1}]$.

La solución de (2.2) se encontrará suponiendo inicialmente que los campos son cuasi estacionarios o de variación lenta ($\omega \rightarrow 0$), lo que implica considerar que la velocidad de las OEM es infinita ($v \rightarrow \infty, k \rightarrow 0$), y esto equivale a suponer que el CEM creado por \vec{J}_{exc} aparece instantáneamente en todos los puntos del espacio. En estas condiciones (2.2) se reduce a:

$$\nabla^2 \vec{A} = -\mu_0 \vec{J}_{exc} \quad (2.3)$$

La apariencia de (2.3) es similar a la ecuación vectorial de *Poisson* y su solución general considerando el retardo de las OEM desde el origen al punto donde se calcula \vec{A} es:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\vec{J}_{exc}(\vec{r}') \cdot e^{-ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} d\vec{v}'. \quad [\text{Wb/m}] \quad (2.4)$$

Aquí la variable de integración en el volumen del sistema V es el vector de posición \vec{r}' , que apunta a la posición del elemento de volumen $d\vec{v}'$ donde existe \vec{J}_{exc} . El vector \vec{r} es el de posición desde el origen al punto P donde se calcula \vec{A} . Véase que en (2.4) se ha introducido el factor de fase $e^{-ik|\vec{r}-\vec{r}'|}$ que considera el retardo de las OEM al viajar desde las fuentes al punto donde se calcula \vec{A} y por tanto ya corresponde al caso ($\omega \neq 0$), en él $i = \sqrt{-1}$. Para comprender el método es necesario analizar detalladamente la figura 2.1.

Ahora seleccionando $\mathbf{d} \ll \lambda$, $\Delta \ll \lambda$ también (dipolo corto) y $\mathbf{d} \ll \mathbf{r}_c$ se asegura la uniformidad de la corriente entre los brazos del sistema (según el eje \mathbf{z}), y con ello (2.4) se transforma en la integral de línea:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_L \frac{\mathbf{I}_{\text{exc}}(\vec{r}') \cdot e^{-ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} d\vec{l}, \quad [\text{Wb/m}] \quad (2.4a)$$

Véase que en estas condiciones $\vec{J}_{\text{exc}} d\mathbf{v} \rightarrow \mathbf{I}_{\text{exc}} d\vec{l}$ dado que $\vec{I}_{\text{exc}} = (J_{\text{exc}} \pi r_c^2) \vec{i}_z$.

Para realizar el cálculo de (2.4a) se harán las siguientes consideraciones:

- a) Se sabe que como $\mathbf{d} \ll \lambda$ y $\Delta \ll \lambda$, a lo largo de la longitud \mathbf{d} la corriente puede considerarse constante, por lo que puede ser sacada del símbolo de integral en (2.4a).
- b) Si se considera el cálculo de \vec{A} en puntos alejados del sistema, entonces $|\vec{r} - \vec{r}'| \gg \mathbf{d}$ por lo que al realizar la integral sobre \mathbf{d} , las variaciones de \vec{r}' afectan poco el valor de $|\vec{r} - \vec{r}'|$ y puede considerarse aproximadamente constante $|\vec{r} - \vec{r}'| \approx \text{constante}$, por lo que este puede ser extraído de la integral (2.4a).
- c) Teniendo en cuenta el punto anterior la fase también puede considerarse constante en la exponencial $\mathbf{k}|\vec{r} - \vec{r}'| \approx \text{constante}$. Esto equivale a suponer que los potenciales creados por los elementos de corriente sobre \mathbf{d} en el punto \mathbf{P} están en fase. De esta forma el

factor de fase $e^{-ik|\vec{r}-\vec{r}'|}$ también puede ser extraído de la integral (2.4a).

d) Se considerará que \vec{i}_z es el vector unitario en la dirección del eje z del sistema $d\vec{l} = \vec{i}_z dl$.

Entonces, con estas consideraciones, la integral (2.4a) quedará de la siguiente forma:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 I_{exc}(\vec{r}') \cdot e^{-ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|} \vec{i}_z \int_L dl, \quad [\text{Wb/m}]$$

Resultando en:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 I_{exc} d \cdot e^{-ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|} \vec{i}_z, \quad [\text{Wb/m}] \quad (2.4b)$$

Ahora recordando que $d \ll \lambda$, entonces se podrá considerar que en el factor $|\vec{r}-\vec{r}'|$, la variación de \vec{r}' es solamente radial siendo su máximo valor el radio de los brazos r_c . En adelante al factor $|\vec{r}-\vec{r}'|$ se le denominará simplemente r ; dado que para puntos que coinciden con los bordes de los brazos tomará el valor r' ; y para puntos muy alejados \vec{r}' será despreciable al afectar poco el resultado de los cálculos. Así quedan introducidas en las expresiones de \vec{A} la dependencia de las dimensiones del sistema radiador.

La corriente de excitación en el interior del sistema es de desplazamiento y ocupa todo el volumen \mathbf{V} del radiador. Dicho volumen tiene la forma de un pequeño cilindro circular recto. Con lo cual la corriente en su interior fluye desde el centro del brazo inferior hacia el centro del superior, y además viaja hacia la superficie lateral del cilindro (abertura del sistema) desde el eje del radiador hacia afuera.

Si los brazos del dipolo tuviesen radios infinitos (caso de la guía de ondas radial) o fuesen estos comparables con la longitud de ondas de la corriente $\mathbf{r_c} \cong \lambda$, se manifestaría el carácter alternativo del **CEM** en la dirección radial. En el caso que se presenta aquí no se llega a manifestar dicho carácter dado que $\mathbf{r_c} \ll \lambda$, con lo cual la variación espacial de la fase del campo en la dirección radial será despreciable.

Por otra parte, dado que la corriente de excitación en el sistema es de desplazamiento y se cumplirá que su densidad es $\mathbf{J_D} = (\mathbf{I_0}/\pi \cdot \mathbf{r_c}^2)$, con lo cual el flujo de corriente de desplazamiento vendrá dado por:

$$\vec{I_D} = \iint_S \vec{J_D} \cdot \vec{dS}. \quad [A]$$

Al resolver la integral de superficie considerando el área de enfrentamiento de los brazos resulta en el cumplimiento de la ley de continuidad en la cual el módulo de la corriente de desplazamiento coincide

con el módulo de la corriente de conducción que circula por el circuito $|\vec{\mathbf{I}}_{\mathbf{D}}| = \mathbf{I}_0$. Este análisis permite poner la ecuación (2.4b) en función de $\mathbf{I}_{\mathbf{D}}$:

$$\vec{\mathbf{A}}(\vec{\mathbf{r}}) = \frac{\mu_0 \mathbf{I}_{\mathbf{D}} d \cdot e^{-ik|\vec{\mathbf{r}}-\vec{\mathbf{r}}'|}}{4\pi|\vec{\mathbf{r}}-\vec{\mathbf{r}}'|} \vec{\mathbf{i}}_z, \quad [\text{Wb/m}] \quad (2.5)$$

Véase que el proceso de integración de volumen en (2.4) se redujo a efectuar una integral de línea, dado que se pasó a considerar el trabajo con la corriente de desplazamiento $\mathbf{I}_{\mathbf{D}}$.

Expresando ahora a $\vec{\mathbf{i}}_z$ en función de los vectores unitarios del sistema de coordenadas esféricas [25], se tiene:

$$\vec{\mathbf{i}}_z = \vec{\mathbf{i}}_r \cos(\theta) - \vec{\mathbf{i}}_\theta \sin(\theta) \quad (2.6)$$

Sustituyendo (2.6) en (2.5) queda:

$$\vec{\mathbf{A}}(\vec{\mathbf{r}}) = \frac{\mu_0 \mathbf{I}_{\mathbf{D}} d e^{-ikr}}{4\pi r} \cdot (\vec{\mathbf{i}}_r \cos(\theta) - \vec{\mathbf{i}}_\theta \sin(\theta)). \quad \left[\frac{\text{Wb}}{\text{m}} \right] \quad (2.7)$$

Con $\vec{\mathbf{A}}$, se procede al cálculo de $\vec{\mathbf{H}}$ mediante la expresión (2.1):

$$\vec{\mathbf{H}}(\vec{\mathbf{r}}) = \frac{1}{\mu_0} \cdot \nabla \times \vec{\mathbf{A}}(\vec{\mathbf{r}}). \quad [\text{A/m}]$$

La operación rotacional puede calcularse mediante el siguiente determinante:

$$\nabla \times \vec{A}(\vec{r}) = \frac{1}{r^2 \sin(\theta)} \begin{bmatrix} \vec{i}_r & r\vec{i}_\theta & r \sin(\theta) \vec{i}_\varphi \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial \theta} & \frac{\partial}{\partial \varphi} \\ A_r & rA_\theta & r \sin(\theta) A_\varphi \end{bmatrix}. \quad (2.8)$$

Donde A_r , A_θ y A_φ son las proyecciones de \vec{A} en las direcciones de los vectores \vec{i}_r , \vec{i}_θ e \vec{i}_φ , respectivamente. El vector \vec{i}_φ indica la dirección en que se mueve el punto P al crecer el ángulo φ .

Por simple inspección de (2.7) se tiene:

$$\left. \begin{aligned} A_r &= \frac{\mu_0 I_D d e^{-ikr}}{4\pi r} \cos(\theta), \\ A_\theta &= -\frac{\mu_0 I_D d e^{-ikr}}{4\pi r} \sin(\theta), \\ A_\varphi &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial \varphi} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.9)$$

Sustituyendo (2.9) en (2.8), y el resultado en (2.1), se obtiene:

$$\vec{H} = -i \frac{I_D d k^2}{4\pi} \left[\frac{i}{(kr)^2} - \frac{1}{(kr)} \right] e^{-ikr} \sin(\theta) \vec{i}_\varphi. \quad [A/m] \quad (2.10)$$

Que es la expresión buscada del vector intensidad del campo magnético.

Analizando (2.10) se puede ver que:

$$H_\varphi = -i \frac{I_D d k^2}{4\pi} \left\{ \begin{array}{l} H_r = 0 \\ H_\theta = 0 \\ \left[\frac{i}{(kr)^2} - \frac{1}{(kr)} \right] e^{-ikr} \sin(\theta) \\ \frac{\partial}{\partial \varphi} = 0 \end{array} \right\}. \quad (2.11)$$

Entonces, calculando el rotacional de \vec{H} de igual manera en que se procedió con el rotacional de \vec{A} y sustituyéndolo en la ecuación de *Amper-Maxwell*:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{1}{i\omega\epsilon} \cdot (\nabla \times \vec{H}(\vec{r})), \quad [V/m] \quad (2.12)$$

se obtiene:

$$\vec{E} = -\frac{i I_D d k^2}{4\pi} \eta \left\{ 2 \left[\frac{1}{(kr)^3} + \frac{i}{(kr)^2} \right] \cos(\theta) \vec{r}_r + \left[\frac{1}{(kr)^3} + \frac{i}{(kr)^2} - \frac{1}{(kr)} \right] \sin(\theta) \vec{r}_\theta \right\} e^{-ikr}, \quad [V/m] \quad (2.13)$$

Que es la expresión del vector intensidad del campo eléctrico en cualquier punto del espacio, asociado al **CEM** generado por las corrientes en el radiador. De esta manera las ecuaciones (2.10) y (2.13) podrían constituir la solución del problema.

2.3. Discusión

Se obtuvieron las soluciones del problema partiendo de la idea de que el radiador emite **OEM** que son excitadas por las corrientes de desplazamiento. Durante el planteamiento y uso del método de los potenciales retardados se logro justificar de manera aceptable que el potencial \vec{A} conservase la dependencia del radio vector \vec{r}' asociado a los elementos de corriente en la superficie lateral del sistema radiador. Con esto se logra tener en cuenta el radio de los brazos y en definitiva las dimensiones geométricas del radiador, algo que permitirá en el capítulo siguiente explicar fenómenos que tienen lugar en la superficie externa de los brazos.

Esta manera de implementar el método de los potenciales retardados constituye una forma original de plantear y resolver el problema. Se consideró el sistema de placas planas paralelas como un dipolo corto simétrico cuyos brazos tenían una longitud $\Delta \ll \lambda$.

Otras formas de plantear el problema de la **REM** pueden ser consultadas en [26]-[30].

2.4. Conclusiones del capítulo

Se redefinió el problema de la radiación electromagnética y se realizó el planteamiento del mismo utilizando un sistema formado por dos placas planas paralelas y circulares como radiador, que por sus dimensiones eléctricas es posible considerarlo como un dipolo corto simétrico. Se obtuvieron las soluciones de las ecuaciones de *Maxwell* para la radiación del sistema por el método de los potenciales retardados, que fue implementado considerando que el sistema radia **OEM** excitadas por las corrientes de desplazamiento en el sistema. En las secciones siguientes se propondrá el que podría ser el principio físico que gobierna el fenómeno de la **REM** y con él se intentará realizar la interpretación de las ecuaciones de la radiación obtenidas aquí.

CAPITULO 3 : PROPUESTA DE PRINCIPIO DE FORMACIÓN DE LAS ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS

3.1. Introducción del capítulo

En el capítulo anterior se realizó el planteamiento del problema de la **REM** emitida por un sistema formado por dos placas planas paralelas circulares (dipolo corto), además se desarrollo el proceso de obtención de las soluciones de las ecuaciones de *Maxwell* para la **REM** emitida por dicho sistema. En el presente capítulo damos continuación al estudio presentando una propuesta de principio de formación de las **OEM** con el cual ofrecer una nueva manera de interpretar las soluciones obtenidas.

El capítulo está organizado en 6 secciones, en la segunda de ellas se presentan nuevamente las ecuaciones de la **REM** con el objetivo de analizarlas con más profundidad. En la tercera, se explica la propuesta de principio de formación de las **OEM** utilizando para ello un modelo circuital que intenta mostrar dicho proceso de manera secuencial. En la cuarta se analizan las relaciones de potencia, la impedancia de entrada del radiador, la de ondas y los límites de las zonas de campos desde el radiador. En la quinta se realiza una breve discusión sobre los principales puntos del trabajo. Finalmente, en la sexta sección se presentan las conclusiones del capítulo. Las referencias se han listado al final de la memoria.

3.2. Ecuaciones de la radiación

El problema de la **REM** fue planteado en un sistema formado por dos placas planas paralelas circulares de radios r_c , espesor Δ (longitud) y separación entre ellas d . Dicho sistema fue conectado a una fuente de tensión alterna V_g con resistencia interna R_g que suministra una corriente con frecuencia f , y como medio entre las placas y fuera de ellas se tomó el vacío. Con la intención de explicar el proceso de formación de las **OEM** se muestra el sistema radiador nuevamente en la figura 3.1. Véase que ahora se han representado las corrientes que circulan por él.

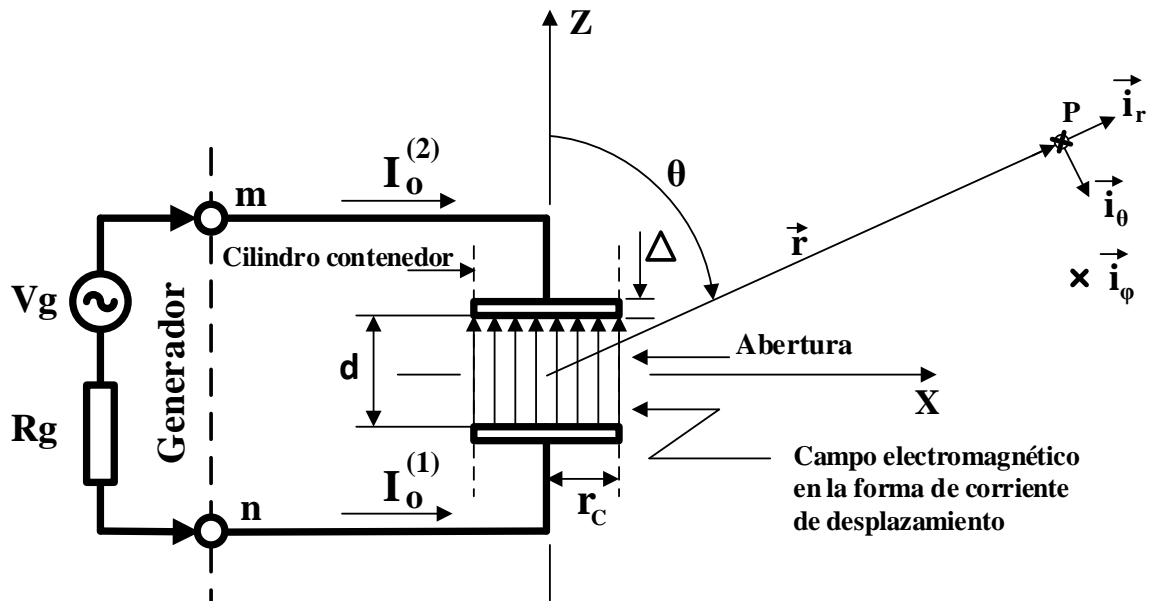


Figura. 3. 1. Geometría y modelo circuital del sistema radiador propuesto.

En el circuito, $\mathbf{I}_0^{(1)}$ e $\mathbf{I}_0^{(2)}$ son las corrientes asociadas al primer y segundo semiciclos de la corriente \mathbf{I}_0 . Véase que estas serán de desplazamiento entre los brazos del sistema: ($\mathbf{I}_0^{(1)} = \mathbf{I}_D^{(1)}$ e $\mathbf{I}_0^{(2)} = \mathbf{I}_D^{(2)}$).

En estas condiciones se obtuvieron las siguientes soluciones (ecuaciones 2.10 y 2.13 del apartado 2.2):

$$\vec{E} = -\frac{i I_D d k^2}{4\pi} \eta \left\{ 2 \left[\frac{1}{(\overline{kr})^3} + \frac{i}{(\overline{kr})^2} \right] \cos(\theta) \vec{r}_r + \left[\frac{1}{(\overline{kr})^3} + \frac{i}{(\overline{kr})^2} - \frac{1}{(\overline{kr})} \right] \sin(\theta) \vec{r}_\theta \right\} e^{-ikr}, \quad [\text{V/m}] \quad (3.1)$$

$$\vec{H} = -\frac{i I_D d k^2}{4\pi} \left[\frac{i}{(\overline{kr})^2} - \frac{1}{(\overline{kr})} \right] e^{-ikr} \sin(\theta) \vec{r}_\phi, \quad [\text{A/m}]. \quad (3.2)$$

Que constituyen la solución de las ecuaciones de *Maxwell* para la **REM** emitida por el sistema de la figura 3.1. Históricamente estas han sido asociadas al radiador elemental conocido como dipolo de *Hertz*. En el caso que se presenta aquí, se intenta ajustarlas a un sistema real que permite una nueva manera de interpretarlas.

Ahora, para encontrar sentido a las ecuaciones (3.1) y (3.2) será necesario comprender el principio físico que gobierna el fenómeno de la **REM**. En la siguiente sección se ofrecerá una propuesta de explicación a este fenómeno que podría ser el principio de formación de las **OEM** buscado.

3.3. Propuesta de interpretación física de las ecuaciones de la radiación

Principio de formación

El principio de formación de las **OEM** que se propone sería muy simple, este consistiría en la incidencia normal (vector de *Poynting*) en una abertura de dos **CEM** consecutivos y opuestos en polaridad. Al incidir el primero de ellos, se dispersará en los bordes de la abertura y al llegar el segundo, se acoplará al primero. Entonces, el conjunto de ambos se desprenderá de los bordes de la abertura saliendo emitido (radiado) a la velocidad de la luz y propagándose por todo el medio desde la abertura (fuente de la radiación).

La forma artificial más simple en que el hombre puede generar **OEM** de manera controlada es mediante la alimentación con corriente alterna de una antena del tipo dipolo, veamos esto con más detenimiento.

En este caso, la abertura del radiador sería la superficie lateral del pequeño cilindro imaginario donde se produce la excitación (espacio entre los brazos del dipolo), ver figura 3.1. Los dos flujos incidentes en la abertura serán los asociados al primer y segundo semiciclos de cada ciclo de corriente I_0 , en la figura 3.2 se representa un ciclo de dicha corriente. De esta manera el sistema radiaría un vórtice (**OEM**) por cada ciclo de corriente que le suministra la fuente de alimentación.

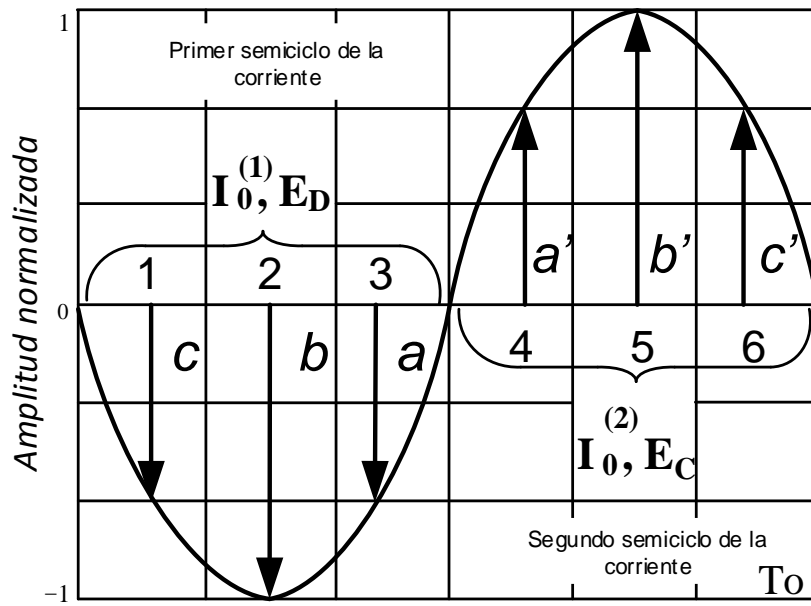


Figura. 3. 2. Campos viajeros asociados a un ciclo de corriente de alimentación.

En esta figura los números del **1** al **6** representan líneas de fuerza de campos en determinados instantes del ciclo de corriente y el período es T_0 .

Entonces, los campos ligados al radiador, que existen entre sus brazos y se dispersan en sus bordes no lo hacen instantáneamente, sino que demoran un tiempo finito en viajar desde el punto de alimentación hasta los bordes de dichos brazos, después de lo cual se distribuyen por el espacio próximo con una estructura similar a la del campo de un dipolo electrostático, [31], las líneas de fuerza del campo eléctrico salen de un brazo y terminan en la otro, como se muestra en la figura 3.3.

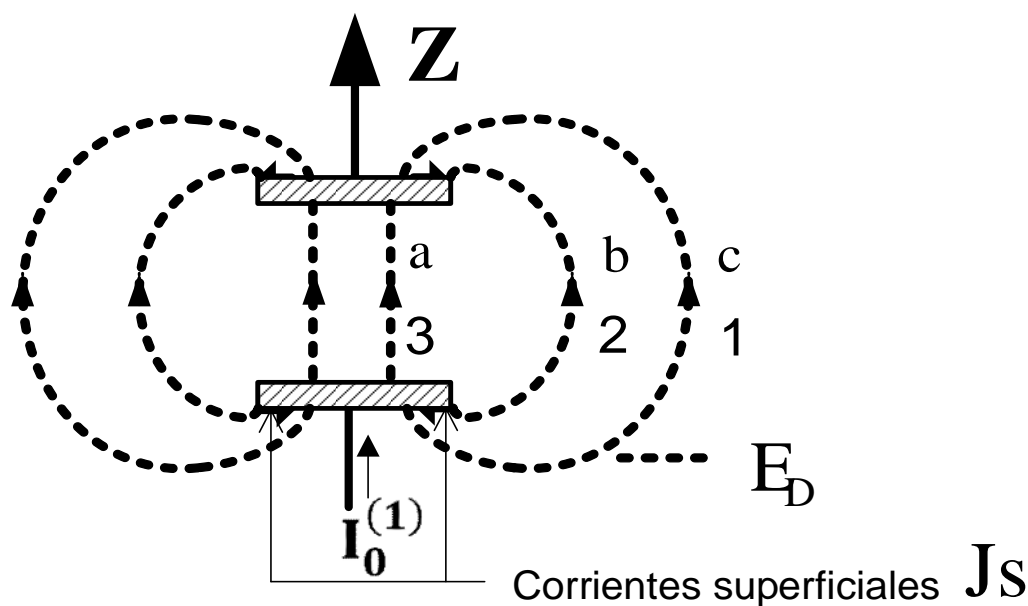


Figura. 3. 3. Formación del campo de dispersión en la parte externa de los brazos del radiador.

Cuando arranca el ciclo de señal, el primer semiciclo en llegar al radiador creará un flujo de **CEM** que viajará desde el punto de alimentación (posición central entre los brazos) hacia afuera. El vector de *Poynting* asociado a este deberá incidir de forma normal en la abertura (en el capítulo 4 se tratará con más detenimiento el problema de la orientación del vector de *Poynting*) y el campo comenzará a desbordarse (dispersarse), durante todo el primer semiciclo $\mathbf{I}_0^{(1)}$, como se ve en la figura 3.3.

En la figura 3.2 se designó al primer semiciclo de la onda guiada entre los brazos como \mathbf{E}_D (campo eléctrico de dispersión) y se han representado en él tres líneas de fuerza para ilustrar paso a paso el orden en que estas llegan a los bordes (inciden en la abertura). Véase que se desbordan en el orden (**c-b-a**) del

primer semiciclo $I_0^{(1)}$ de la corriente, por tanto, la línea **c** es la que más se expandirá, luego llega la **b** que es la de mayor intensidad y finalmente la **a**, siendo esta la que menos se expande.

Seguidamente llega el segundo semiciclo de señal $I_0^{(2)}$ y excita entre los brazos el campo designado como E_C (campo eléctrico de cierre). Ver figura 3.4.

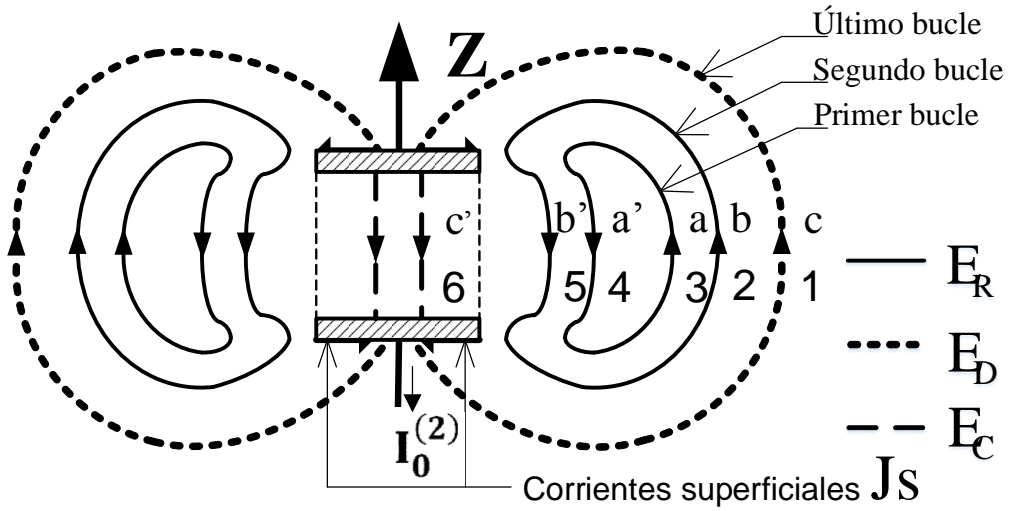


Figura. 3. 4. Formación del campo de radiación mediante el acoplamiento de los campos de dispersión y de cierre.

Véase que su primera línea en incidir en la abertura (en llegar a los bordes) es la **a'** que automáticamente se conectará a la **a** del campo E_D y ambas se desprenderán de los brazos formando el primer bucle, véase que son afines en polaridad. La próxima línea en llegar es la **b'**, que se conectará a la **b** y el conjunto de ambas también se desprenderá formando el segundo bucle, obsérvese que es el de mayor intensidad. Finalmente incidirá la línea **c'** que se

conectará con la **c** desprendiéndose el conjunto de ambas y formando el último bucle, así concluye la formación del vórtice (**OEM**). Nótese que la formación de este se realiza bucle a bucle, desde adentro hacia afuera, según la secuencia: **1-(a-a')**, **2-(b-b')** y **3-(c-c')**. Ver en la figura 3.2 que los números del **1** al **6** representan líneas de fuerza de campos en instantes del ciclo de corriente.

La formación de las **OEM** es secuencial y periódica, dado que el sistema emite un vórtice por cada ciclo de corriente que le llega. Véase en la figura 3.4, que aún después de terminar el primer semiciclo la línea **c**, seguirá expandiéndose hasta finalizar el ciclo. Por otra parte, la estructura espacial del mecanismo de conexión entre dos líneas de fuerza de los campos durante el proceso se muestra con más detalles en la figura 3.5.

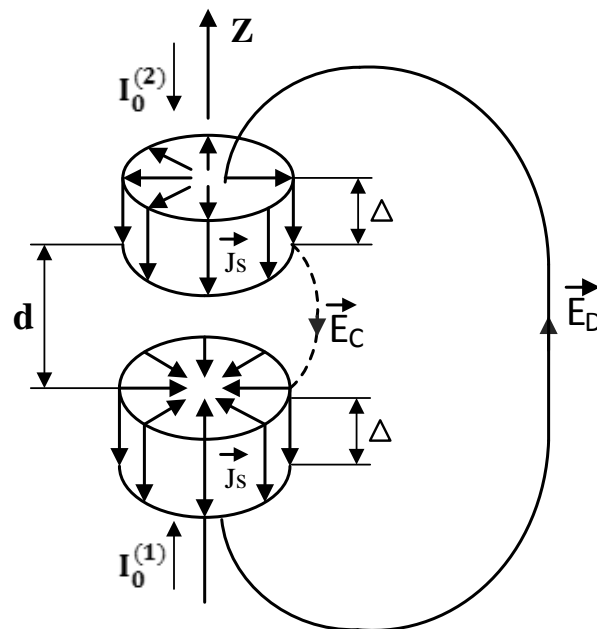


Figura. 3. 5. Corrientes superficiales en los brazos del radiador.

En la figura 3.5 las corrientes superficiales \mathbf{J}_S tienen la función de conectar las líneas de fuerza del campo de dispersión \mathbf{E}_D alejadas de la abertura (bordes internos) con las líneas de fuerza que arriban del campo \mathbf{E}_C . Las que se representan corresponden al campo \mathbf{E}_D del primer semiciclo $\mathbf{I}_0^{(1)}$ excepto la que aparece en la cara interna del brazo inferior que corresponde al campo \mathbf{E}_C (segundo semiciclo, $\mathbf{I}_0^{(2)}$).

En estas figuras (3.3, 3.4 y 3.5) se mostró la secuencia del proceso en el espacio, en ellas se representaron **6** líneas de fuerza de campo eléctrico asociadas al ciclo de corriente de la figura 3.2, cada una de ellas corresponde a un momento de tiempo, tres para cada semiciclo. Los pares de líneas que se conectarían son: **1-(a-a')** y **2-(b-b')** que ya aparecen conectados y **3-(c-c')** que lo harán a continuación. La primera letra de cada par corresponde a las líneas de fuerza del campo de dispersión \mathbf{E}_D (primer semiciclo, $\mathbf{I}_0^{(1)}$) y la segunda a las líneas del campo de cierre \mathbf{E}_C (segundo semiciclo, $\mathbf{I}_0^{(2)}$).

Este proceso espacial es dinámico y tiene sentido en un régimen de ondas guiadas entre los brazos del radiador. Véase en las figuras 3.3, 3.4 y 3.5, que las corrientes superficiales \mathbf{J}_S , que circulan por el exterior son muy importantes, dado que permiten conectar a las líneas de fuerza que se dispersan más lejos (primer semiciclo, campo \mathbf{E}_D) con las que llegan a la abertura en el segundo semiciclo (campo \mathbf{E}_C), permitiendo así las conexiones entre las líneas de ambos **CEM** justo en los bordes de cada brazo.

El principio que se propone aquí se podría poner de manifiesto en todas las antenas cuando operan en el régimen de transmisión y los casos menos complejos de entender serían las guías de ondas con un extremo abierto, en las cuales la **OEM** guiada incide en la abertura. Cada ciclo de la onda estará constituido por dos **CEM** opuestos en polaridad, cuando el primero de ellos incide en la abertura se dispersa en los bordes de la guía y cuando lo hace el segundo se acoplará al primero de la forma en que se explicó.

Interpretación de las soluciones 3.1 y 3.2 de las ecuaciones de la radiación

La expresión (3.1) es la solución del problema en forma fasorial. Por tanto, sus términos representarían etapas de un proceso dinámico de formación y emisión de **OEM**. Sus campos tendrán un intervalo de existencia y un orden de aparición, gobernados por la dinámica que impone la señal del generador. La ecuación (3.2) funciona de manera similar pero será analizada más adelante.

Como ya se dijo, el término designado por E_D , ver expresión (3.1), correspondería al campo que se dispersa en los bordes de los brazos, este se forma en el primer semiciclo y se mantiene durante el período completo de la corriente. Dicho campo está ligado a los brazos cargados del radiador y su estructura es similar a la de los campos de un dipolo electrostático. Sus líneas de fuerza comienzan en un brazo y terminan en el otro, cerrando el circuito de corriente alterna en un sentido. Ver figura 3.3.

El término designado por E_C correspondería al campo de cierre, que está asociado al segundo semiciclo de la corriente. Este campo nace en el centro del radiador, con polaridad opuesta al campo E_D , y viajaría hacia afuera, finalizando su existencia en la superficie lateral del cilindro imaginario que contiene al radiador (abertura del sistema, ver figura 3.1). Este también está ligado a los brazos cargados y no se dispersa mucho fuera, dado que durante el segundo semiciclo sus líneas de fuerza se conectan a las del campo E_D y ambos juegos se desprenden de los brazos. Ver figura 3.4.

Finalmente, \mathbf{E}_R describiría el resultado del proceso de acoplamiento de los campos (\mathbf{E}_D , \mathbf{E}_C). Al terminar dicho proceso el resultado será una **OEM** radiada desde el sistema.

Por otra parte, la figura 3.6 muestra la variación de los términos de (3.1) y (3.2) respecto a las diferentes potencias del inverso de la distancia \mathbf{r} . Ellos se intersectan a una distancia $\mathbf{r} = \mathbf{r}_p$ desde el origen que podría ser relacionada con la longitud Δ de los brazos de un dipolo de media onda.

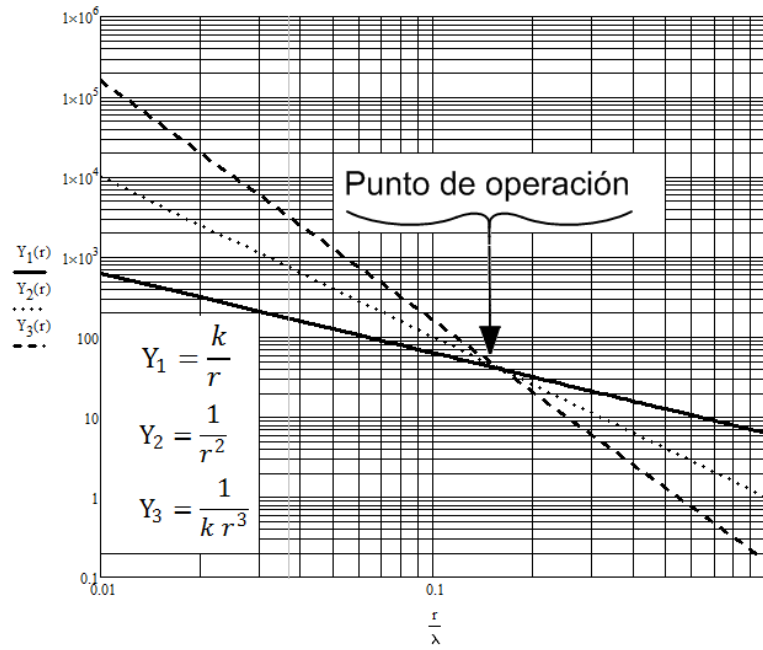


Figura. 3. 6. Variación de los términos Y_1 , Y_2 y Y_3 respecto a la distancia.

Ahora, ajustando las dimensiones del dipolo a la distancia a la que se encuentra el punto de operación, ver figura (3.6), mediante la sustitución en las ecuaciones (3.1) y (3.2) del parámetro \mathbf{d} por $\mathbf{l} = [\Delta + \mathbf{d}/2]$ y evaluando en la

distancia $\mathbf{r} = \mathbf{r}_p = \sqrt{\mathbf{r}_c^2 + (\mathbf{l}/2)^2}$, quedarían finalmente relacionadas la distancia desde el origen a los extremos de los brazos del radiador con la distancia al punto de operación. Esto representaría un alargamiento de magnitud Δ a los brazos del dipolo manteniendo constante la separación entre ellos \mathbf{d} .

Entonces expresando (3.1) en su forma instantánea, mediante la aplicación de la operación $\vec{\mathbf{E}}(\mathbf{t}) = \mathbf{Re}\{\vec{\mathbf{E}} \cdot \mathbf{e}^{i\omega t}\}$ y descomponiendo por semiciclos acorde al principio de formación propuesto, tendríamos:

$$\vec{\mathbf{E}}_D = \frac{I_0 l}{4\pi} \eta \left\{ \left[\frac{2}{k r^3} \right] \cos(\theta) \vec{\mathbf{i}}_r + \left[\frac{1}{k r^3} \right] \sin(\theta) \vec{\mathbf{i}}_\theta \right\} \sin(\omega t - kr), [\text{V/m}] \quad (3.3)$$

$$\vec{\mathbf{E}}_C = \frac{I_0 l}{4\pi} \eta \left\{ \left[\frac{2}{r^2} \right] \cos(\theta) \vec{\mathbf{i}}_r + \left[\frac{1}{r^2} \right] \sin(\theta) \vec{\mathbf{i}}_\theta \right\} \cos(\omega t - kr), [\text{V/m}] \quad (3.4)$$

$$\vec{\mathbf{E}}_R = -\frac{I_0 l}{4\pi} \eta \left\{ \left[\frac{k}{r} \right] \sin(\theta) \vec{\mathbf{i}}_\theta \right\} \sin(\omega t - kr). \quad [\text{V/m}] \quad (3.5)$$

Véase que (3.3), tiene similitud con la ecuación del campo de un dipolo electrostático $\{\mathbf{E} = [\mathbf{q} \cdot \mathbf{d}/(4\pi\epsilon_0 r^3)] \cdot (2 \cos(\theta)\vec{\mathbf{i}}_r + \sin(\theta)\vec{\mathbf{i}}_\theta)\}$, por tanto se asociará al primer semiciclo de la corriente $\mathbf{I}_0^{(1)}$, en el cual debe ocurrir la dispersión. La ecuación del campo de cierre (3.4), por intuición, estaría asociada al segundo semiciclo $\mathbf{I}_0^{(2)}$. Finalmente la (3.5) describiría los vórtices que se forman al conectarse las líneas de los campos \mathbf{E}_D y \mathbf{E}_C . De esta manera

los campos descritos por (3.3), (3.4) y (3.5) tendrían las mismas amplitudes en los extremos de los brazos del dipolo (en el punto de operación, figura 3.6).

Entonces, los bordes de los extremos de los brazos serían zonas activas en el sistema de radiación, dado que esa distancia podría garantizar la conexión entre las líneas de fuerza de los campos primarios \mathbf{E}_D y \mathbf{E}_C en el espacio \mathbf{d} , para formar los vórtices autónomos (**OEM**), \mathbf{E}_R . Este proceso, por su naturaleza es dinámico, obsérvese la dependencia del tiempo en la fase de sus expresiones.

Por otra parte, para un dipolo simétrico de dimensiones $\mathbf{r}_C = 0.1\lambda$ y $\Delta = 0.25\lambda$ en el cual $\mathbf{l} \approx \Delta$ se cumpliría en el punto de operación que: $|\mathbf{E}_{DR_{\max}}| = |\mathbf{E}_{CR_{\max}}|$ and $|\mathbf{E}_{D\theta_{\max}}| = |\mathbf{E}_{C\theta_{\max}}| = |\mathbf{E}_{R_{\max}}|$. La relación entre las fases de estos campos se puede ver en la figura 3.7.

También se han representado las variaciones de los vectores intensidad del campo magnético asociados a cada campo eléctrico de (3.3), (3.4) y (3.5) respectivamente:

$$\vec{H}_D = \frac{I_0 l}{4\pi} \left\{ \left[\frac{1}{r^2} \right] \sin(\theta) \vec{i}_\varphi \right\} \cos(\omega t - kr), \quad [\text{A/m}] \quad (3.3a)$$

$$\vec{H}_C = \frac{I_0 l}{4\pi} \left\{ \left[\frac{1}{r^2} \right] \sin(\theta) \vec{i}_\varphi \right\} \cos(\omega t - kr), \quad [\text{A/m}] \quad (3.4b)$$

$$\vec{H}_R = -\frac{I_0 l}{4\pi} \left\{ \left[\frac{k}{r} \right] \sin(\theta) \vec{i}_\varphi \right\} \sin(\omega t - kr). \quad [\text{A/m}] \quad (3.5c)$$

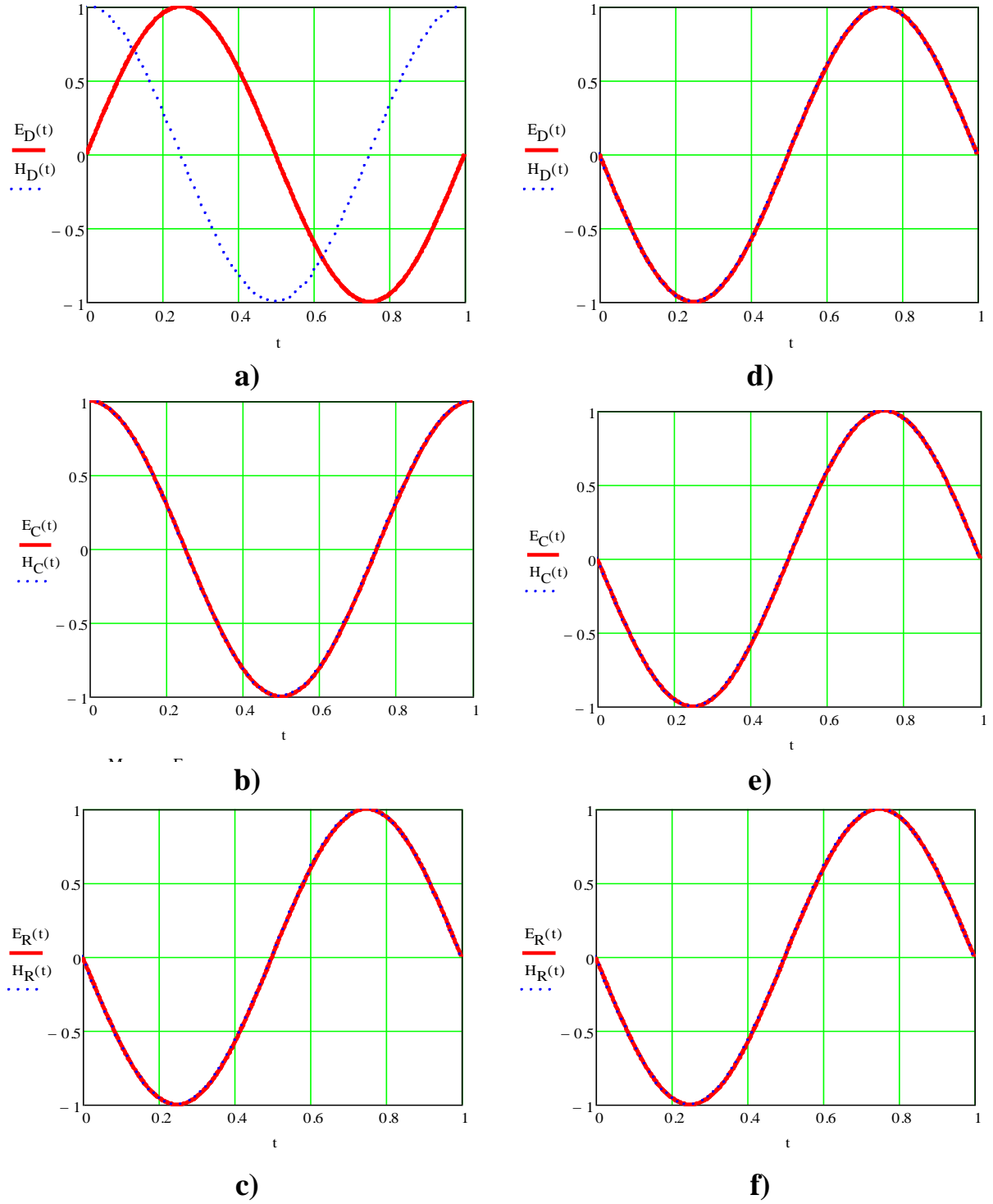


Figura. 3. 7. Relaciones de fase asociadas a los campos en el punto de operación.

Para analizar la fase de los diferentes campos y expresiones asociados a las ecuaciones (3.1) y (3.2) se tomará como referencia al campo \mathbf{E}_R (las

amplitudes se han tomado unitarias), dado que él representa el resultado del proceso de formación de las **OEM**, además por su orientación se ajusta al sistema de coordenadas.

Entonces, véase en la figura 3.7a que el campo \mathbf{E}_D está en oposición de fase respecto al campo \mathbf{E}_R , y para llevarlo a la situación mostrada en 3.7d, (en fase con \mathbf{E}_R) sería necesario atrasarlo en π radianes, lo que equivaldría a multiplicar sus términos asociados en la expresión (3.1) por (-1) , que es igual a multiplicar dos veces por (i) o por $(-i)$. Físicamente la inversión de fase sería justificable por el atraso que sufre la corriente superficial en cada brazo del dipolo de media onda (por el carácter inductivo de los conductores). Ver en la figura 3.5 que el campo \mathbf{E}_D nacería en el espacio entre los brazos y se desbordaría deslizándose por toda la superficie del brazo inferior hasta su extremo (atrasándose en $\pi/2$ radianes). Este campo también se desliza por el brazo superior hasta su extremo atrasándose otros $\pi/2$ radianes.

Luego el campo \mathbf{E}_C , ver figura 3.7b, está adelantado en $\pi/2$ radianes respecto a los campos \mathbf{E}_D y \mathbf{E}_R , con lo cual a \mathbf{E}_C habrá que ponerlo en fase con estos (atrasándolo en $\pi/2$ radianes). Ahora, la transición suave de la situación de la figura 3.7b a la 3.7e se logra mediante el alargamiento progresivo de los brazos del dipolo en $\lambda/4$, lo cual implicaría multiplicar la expresión del campo \mathbf{E}_C por un factor de fase que considere la longitud de los brazos $[e^{-ik\Delta}]$.

Por otra parte, en la figura 3.7a se observa que entre los campos eléctrico $\mathbf{E_D}$ y magnético $\mathbf{H_D}$ existe una diferencia de fase de $\pi/2$ radianes, esto constituye una anomalía en las ecuaciones dado que el CEM por su naturaleza es unificado y ambos planos del campo tienen que oscilar armónicamente (en fase). Por esta razón a los términos de la expresión (3.2) asociados al campo $\mathbf{H_D}$ también se deben multiplicar por el factor de fase $[e^{-ik\Delta}]$, con lo cual a medida que Δ aumenta hasta $\lambda/4$ (longitud de los brazos, en la figura 3.5), la diferencia de fase entre $\mathbf{E_D}$ y $\mathbf{H_D}$ disminuye. Ver figura 3.7d.

Una vez que se ha explicado el proceso de paso a la situación de concordancia de fases que se muestra en las figuras 3.7d, e y f, se continuará el análisis físico con las ecuaciones (3.1) y (3.2) corregidas de la manera en que se explicó. Para ello se describirá con más detalles la transición de fase del campo $\mathbf{E_C}$ necesaria para lograr el acoplamiento con el $\mathbf{E_D}$. En la figura 3.8 se muestran las relaciones de fases entre todos los campos.

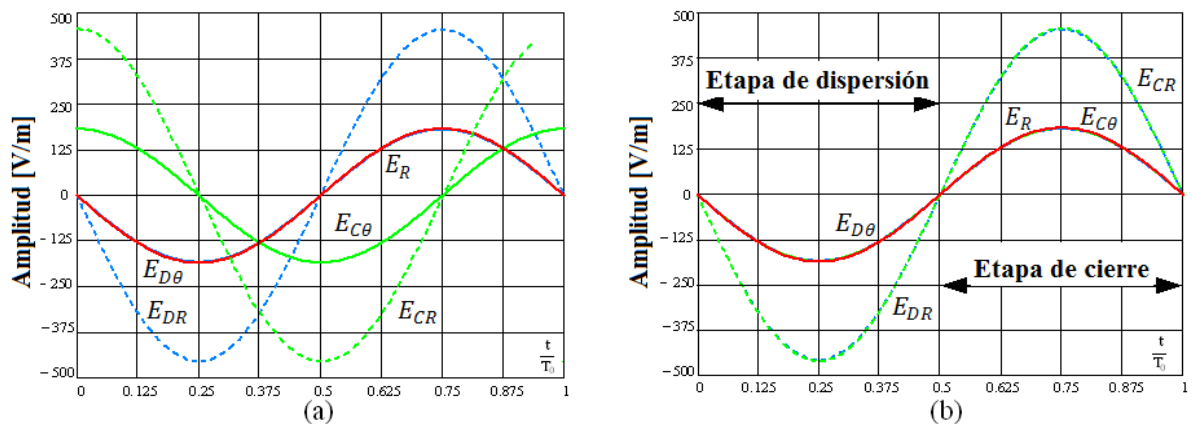


Figura. 3. 8. Dinámica de los campos en los bordes del brazo superior.

Véase en la figura 3.8a que las componentes del campo \mathbf{E}_C inicialmente estaban adelantadas en $\pi/2$ radianes respecto a las de \mathbf{E}_D y además este último ahora se encuentra en fase con \mathbf{E}_R . Ahora, cuando Δ toma el valor de $\lambda/4$ implicaría introducir un atraso de $\pi/2$ radianes a las componentes del campo \mathbf{E}_C , con lo cual estas se pondrían en fase con las de los campos \mathbf{E}_D y \mathbf{E}_R . Ver figura 3.8b.

Con esto se aseguraría la continuidad del proceso y el sincronismo de conexión entre las líneas de \mathbf{E}_D y \mathbf{E}_C . Nótese que ahora estos están en fase con el campo de radiación \mathbf{E}_R , lo que indica que la expresión de este último consideraría que el proceso de formación de las **OEM** es continuo durante todo el ciclo de señal. Quedando así eliminado el solapamiento de los campos \mathbf{E}_D y \mathbf{E}_C mostrado en la figura 3.8a.

Las expresiones (3.3), (3.4) y (3.5) están evaluadas en el brazo superior en las cuales: $\cos(\theta_p) = l/[r_p]$, $\sin(\theta_p) = r_c/[r_p]$ y θ_p es el ángulo entre el eje \mathbf{z} y los bordes de los brazos. El factor $\mathbf{k}r_c$ es el atraso de fase de los campos asociado a la distancia que recorren estos desde el eje del sistema hasta la abertura. Aquí este factor se ha considerado cero por simplicidad dado que $r_c \ll \lambda$. En los cálculos se ha tomado la corriente $\mathbf{I}_0 = \mathbf{1A}$.

Entonces el retardo de fase a los campos \mathbf{E}_C podría ser representado por la introducción de una inductancia en el trayecto que sigue la corriente $\mathbf{I}_0^{(2)}$ para llegar al brazo superior, ver modelo circuital en la figura 3.9. Por otra

parte \mathbf{E}_{DR} y \mathbf{E}_{CR} son componentes radiales que sólo existirían en la zona próxima a la superficie lateral del cilindro contenedor (abertura del sistema), estas son canceladas durante el segundo semiciclo de la corriente y sus cargas asociadas serían incorporadas al torrente electrónico (corriente de conducción) en ambos sentidos del circuito.

El gráfico de \mathbf{E}_R representaría el resultado continuo del proceso. En esencia, cuando el campo de dispersión \mathbf{E}_D termina de formarse, el campo de cierre \mathbf{E}_C , asociado con el segundo semiciclo comenzaría a llegar.

Las componentes $\mathbf{E}_{D\theta}$ y $\mathbf{E}_{C\theta}$ con la energía que portan formarán el vórtice autónomo, por eso están en fase con \mathbf{E}_R , indicando la continuidad del proceso durante todo el ciclo. Entonces, las expresiones finales de la ley de formación en forma fasorial serían:

$$\vec{E} = -\frac{i I_D l k^2}{4\pi} \eta \left\{ 2 \left[\frac{1}{\underbrace{(kr)^3}_{E_D}} + \frac{1}{\underbrace{(kr)^2}_{E_C}} \right] \cos(\theta) \vec{i}_r + \left[\frac{1}{\underbrace{(kr)^3}_{E_D}} + \frac{1}{\underbrace{(kr)^2}_{E_C}} - \frac{1}{\underbrace{(kr)}_{E_R}} \right] \sin(\theta) \vec{i}_\theta \right\} e^{-ikr}, \text{ [V/m]} \quad (3.6)$$

$$\vec{H} = -\frac{i I_D l k^2}{4\pi} \left[\frac{1}{\underbrace{(kr)^2}_{H_D, H_C}} - \frac{1}{\underbrace{(kr)}_{H_R}} \right] e^{-ikr} \sin(\theta) \vec{i}_\varphi, \quad \text{ [A/m]}. \quad (3.7)$$

Las ecuaciones (3.6) y (3.7) difieren de (3.1) y (3.2), en que los términos asociados con el inverso del cuadrado de la distancia (campo de cierre \mathbf{E}_C) han sido multiplicados por el negativo de la unidad imaginaria ($-\mathbf{i}$), que

representaría el efecto de la introducción de una inductancia en el circuito, ver figura 3.9. En (3.7), el término corregido es pareja común de los campos \mathbf{E}_D y \mathbf{E}_C , de la ecuación (3.6). Véase que el término \mathbf{d} que representa la separación entre los brazos del radiador ha sido sustituido por: $\mathbf{l} = [\Delta + \mathbf{d}/2]$. Esto consideró la longitud que se necesitó alargar los brazos del radiador de la figura (3.1) en los dos sentidos del eje \mathbf{z} del sistema para hacer coincidir sus extremos con el punto de cruce de todos los campos (\mathbf{E}_D , \mathbf{E}_C y \mathbf{E}_R), ver la figura 3.6. Con esto también se lograría implementar la inductancia \mathbf{L} como un parámetro distribuido que garantizaría lograr la diferencia de fase necesaria entre los campos \mathbf{E}_D y \mathbf{E}_C . Físicamente hablando esto permite un espacio de desbordamiento para \mathbf{E}_D .

Las correcciones realizadas en las ecuaciones (3.6) y (3.7), también aseguran la concordancia de fase entre los campos eléctrico \mathbf{E} y magnético \mathbf{H} en el proceso. Entonces, ambas ecuaciones forman un sistema simétrico, que permite la descomposición en pares de campos asociados a cada etapa del proceso de formación y emisión de las **OEM**.

Por otra parte, las figuras 3.8a y 3.8b son descritas por las ecuaciones (3.3) y (3.4), matemáticamente hablando, cada una ellas representa un campo, (3.3) a \mathbf{E}_D y (3.4) a \mathbf{E}_C , sin embargo, desde un punto de vista físico los flujos de estos sólo pueden existir durante un semiciclo de señal, con lo cual la superposición de estas gráficas corresponderá al proceso completo descrito por la ecuación (3.6).

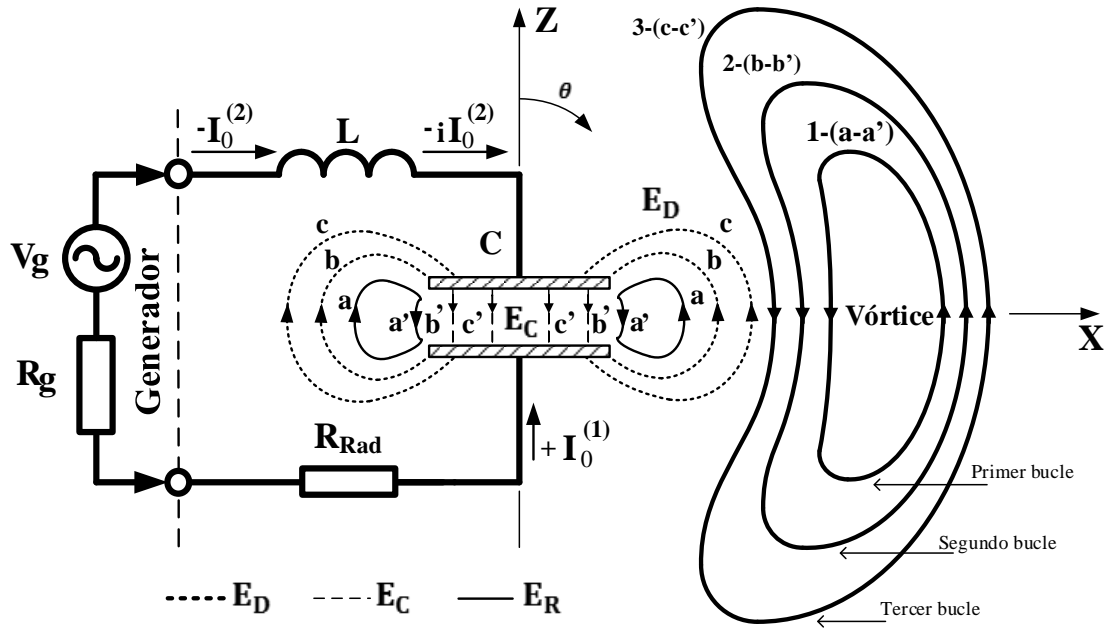


Figura. 3. 9. Circuito equivalente **RLC** del radiador.

De esta manera se garantizaría la continuidad de las funciones matemáticas en un proceso que por su naturaleza aunque continuo es secuencial.

Este sistema (figura 3.9) representa una situación ideal correspondiente a la frecuencia de resonancia, en el caso de radiadores reales **L** sería un parámetro distribuido (en los brazos de un dipolo). En el esquema también se muestra la **OEM** (vórtice) durante el proceso de formación. Más adelante en el cuarto capítulo se verá que cada vórtice podría ser considerado un fotón.

En este circuito, los valores de **L** y **C** se relacionan a través de la frecuencia de resonancia $f_r = (1/2\pi)\sqrt{LC}$, la cual es seleccionada igual a la frecuencia del generador **f**. Las conexiones de las líneas de fuerza de los campos, **ED** y **EC**, se lleva a cabo de adentro hacia afuera, siguiendo la ley de

conexión descrita en la figura 3.2. Además, aquí la inductancia cancela el efecto reactivo propio de los condensadores. Por otra parte \mathbf{L} es una inductancia distribuida asociada a la distancia que recorren las corrientes superficiales \mathbf{J}_s en la superficie exterior de los brazos del dipolo.

Estas corrientes serían muy importantes dado que garantizarían la conexión entre las líneas de fuerza del campo \mathbf{E}_D , que se alejan de la abertura (primer semiciclo, $\mathbf{I}^{(1)}$) con las líneas del campo \mathbf{E}_C que irán llegando a ella (segundo semiciclo, $\mathbf{I}^{(2)}$), ver figuras 3.3 y 3.5. En la próxima sección será calculada la impedancia de entrada del radiador y su resistencia de radiación \mathbf{R}_{Rad} . Entonces, descomponiendo (3.6) y (3.7) de acuerdo a la secuencia de formación propuesta, tenemos, asociadas al primer semiciclo:

$$\vec{E}_D = -i \frac{I_D l}{4\pi} \eta \left\{ \left[\frac{2}{k r^3} \right] \cos(\theta) \vec{r} + \left[\frac{1}{k r^3} \right] \sin(\theta) \vec{r}_\theta \right\} e^{-ikr}, \quad [\text{V/m}] \quad (3.8)$$

$$\vec{H}_D = -i \frac{I_D l}{4\pi} \left[\frac{1}{r^2} \right] e^{-ikr} \sin(\theta) \vec{r}_\phi \quad [\text{A/m}] \quad (3.9)$$

Asociadas al segundo semiciclo:

$$\vec{E}_C = -i \frac{I_D l}{4\pi} \eta \left\{ \left[\frac{2}{r^2} \right] \cos(\theta) \vec{i}_r + \left[\frac{1}{r^2} \right] \sin(\theta) \vec{i}_\theta \right\} e^{-ikr}, \quad [\text{V/m}] \quad (3.10)$$

$$\vec{H}_C = -i \frac{I_D l}{4\pi} \left[\frac{1}{r^2} \right] e^{-ikr} \sin(\theta) \vec{i}_\phi. \quad [\text{A/m}] \quad (3.11)$$

Note aquí que la corriente cruza la inductancia antes de llegar al radiador (figura 3.9), atrasándose en $\pi/2$ radianes, por este motivo los términos correspondientes al campo de cierre han sido multiplicados por $(-i)$. La misma operación ha sido realizada también a la ecuación del campo magnético que es común para ambos juegos. Finalmente, tenemos:

$$\vec{E}_R = i \frac{I_D l}{4\pi} \eta \left[\frac{k}{r} \right] e^{-ikr} \sin(\theta) \vec{i}_\theta, \quad [\text{V/m}] \quad (3.12)$$

$$\vec{H}_R = i \frac{I_D l}{4\pi} \left[\frac{k}{r} \right] e^{-ikr} \sin(\theta) \vec{i}_\phi. \quad [\text{A/m}] \quad (3.13)$$

Las ecuaciones (3.12) y (3.13) representan vórtices electromagnéticos (**OEM**) que se propagan libremente en el espacio desde el radiador. Las ecuaciones (3.6) y (3.7) son aunque elegantes muy complicadas dado que ellas describirían completamente el proceso de formación y emisión de las **OEM** según la hipótesis inicial. Entonces cada juego de campos tendrá características propias de acuerdo al orden en que aparecerían y la zona desde la antena en la que prevalecen.

Llegado a este punto, es necesario recordar que la distribución de corrientes a lo largo del eje z en el interior del sistema o espacio entre los brazos, (ver figura 3.1), tiene que ser uniforme $I(z)=\text{constante}$, para asegurar que es correcto el método desarrollado, sin embargo, la corrección de fase que se necesitó introducir en las ecuaciones de los campos obligan a que exista una distancia aproximadamente de $\lambda/4$ desde el origen del sistemas de coordenadas hasta los extremos del radiador.

La forma de cumplir simultáneamente con las dos exigencias consistió en mantener la separación d entre las placas al tiempo que se alargaron estas en $\Delta = \lambda/4$ hasta convertirlas en cilindros (brazos), adoptando el sistema radiador la forma de la bien conocida antena del tipo dipolo de media onda $\lambda/2$.

3.4. Relaciones de potencia

Impedancia de entrada y resistencia de radiación

El flujo de potencia electromagnética se deduce del teorema de *Poynting* [32]:

$$P = \iint_S (\vec{E} \times \vec{H}^*) \cdot d\vec{S} \quad [W] \quad (3.14)$$

Donde (*) es el complejo conjugado, y la integración es realizada en los 4π estereorradianes de la esfera que encierra al radiador, como puede verse en la figura 3.10.

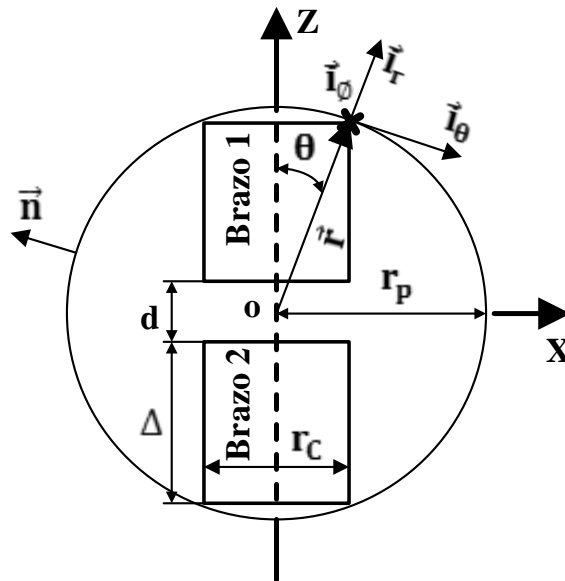


Figura. 3. 10. Esfera con radiador inscrito para la determinación del flujo de potencia electromagnética.

En esta figura, \vec{n} es el vector unitario normal a la superficie de la esfera. Luego, la potencia P estará relacionada con la impedancia Z de la siguiente manera:

$$P = I^2 Z \quad [W] \quad (3.15)$$

Ahora combinando (3.14) y (3.15) queda:

$$Z = \frac{1}{I^2} \oint_S (\vec{E} \times \vec{H}^*) \cdot d\vec{S} \quad [\Omega] \quad (3.16)$$

Teniendo en cuenta que se propuso que el par $[\mathbf{E}_R, \mathbf{H}_R]$ se forma por el acoplamiento de los campos $[\mathbf{E}_D, \mathbf{H}_D]$ y $[\mathbf{E}_C, \mathbf{H}_C]$, ver figuras 3.3 y 3.4. Entonces esto indicaría que en el radiador coexisten estructuras complejas y dinámicas de **CEM** que se deben relacionar para formar **OEM**. Luego, en virtud de (3.16) tenemos que la impedancia de entrada del sistema sería:

$$Z_{\text{inp}} = \frac{1}{I^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} [\vec{E} \times \vec{H}^*] \cdot \vec{n} r^2 \sin(\theta) d\theta d\varphi \quad [\Omega] \quad (3.17)$$

En (3.17) se trabajará con el par de ecuaciones deformación originales (3.1) y (3.2), cuyos campos se relacionarán para efectuar la operación según la secuencia de aparición de los pares $[\mathbf{E}_D, \mathbf{H}_D]$, $[\mathbf{E}_C, \mathbf{H}_C]$ y $[\mathbf{E}_R, \mathbf{H}_R]$, que fueron organizados según la hipótesis inicial. Tal organización es posible dado que existe ortogonalidad entre ellos. Así, estarían definidos en intervalos de tiempo diferentes. Entonces (3.17) quedará como sigue:

$$Z_{\text{inp}} = \frac{1}{I_D^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \{[\vec{E}_D \times \vec{H}_D^*] + [\vec{E}_C \times \vec{H}_C^*] + [\vec{E}_R \times \vec{H}_R^*]\} \cdot \vec{n} r^2 \sin(\theta) d\theta d\varphi \quad (3.18)$$

Ahora bien, a los campos del par $[\mathbf{E}_D, \mathbf{H}_D]$ es necesario multiplicarlos por (-1) , lo que implica tener en cuenta el atraso de π radianes que aporta cada brazo del dipolo. También es necesario introducir en el campo \mathbf{H}_D el factor de fase $[\mathbf{e}^{-ik\Delta}]$ asociado a la longitud de los brazos.

Por otra parte, las componentes radiales de los campos no contribuyen al flujo de energía electromagnética, dado que el producto escalar de estos con el vector unitario normal a la superficie de la esfera, ver figura (3.10) resulta nulo.

Entonces al efectuar (3.18) resulta:

$$Z_{\text{inp}} \approx \frac{1.333\eta}{8\pi} \cdot \left\{ \underbrace{\left(\frac{-ie^{-ik\Delta}}{k r^3} \right)}_{\beta} + \frac{l^2}{r^2} + l^2 k^2 \right\} \quad [\Omega] \quad (3.19)$$

El factor β se descompone de la siguiente manera:

$$\beta \approx \frac{1}{k} \left\{ -i \frac{d^2 \cos(k\Delta)}{2[\sqrt{(r_C)^2 + (d/2)^2}]^3} - \frac{l^2 \sin(k\Delta)}{[\sqrt{(r_C)^2 + (l)^2}]^3} \right\}$$

En (3.19), $r = \sqrt{r_C^2 + l^2}$ y el factor β es la descomposición del primer sumando dentro del paréntesis. Véase a su vez que en el primer sumando de β se han introducido el radio del dipolo r_C y la separación entre brazos d .

Luego (3.19) estará compuesta por términos que corresponden a la resistencia de radiación, la resistencia de entrada y la reactancia del radiador respectivamente, véase a continuación su coeficiente de reflexión asociado.

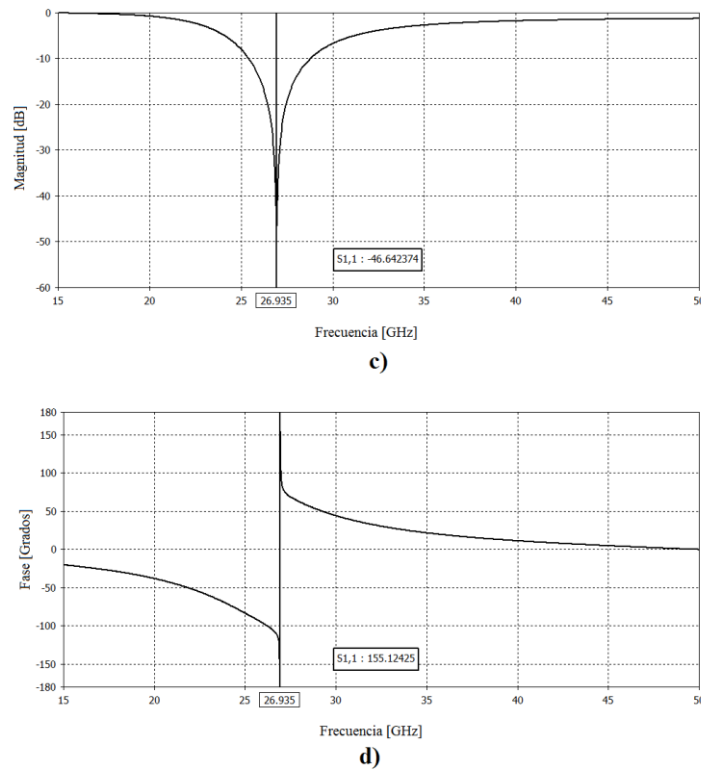
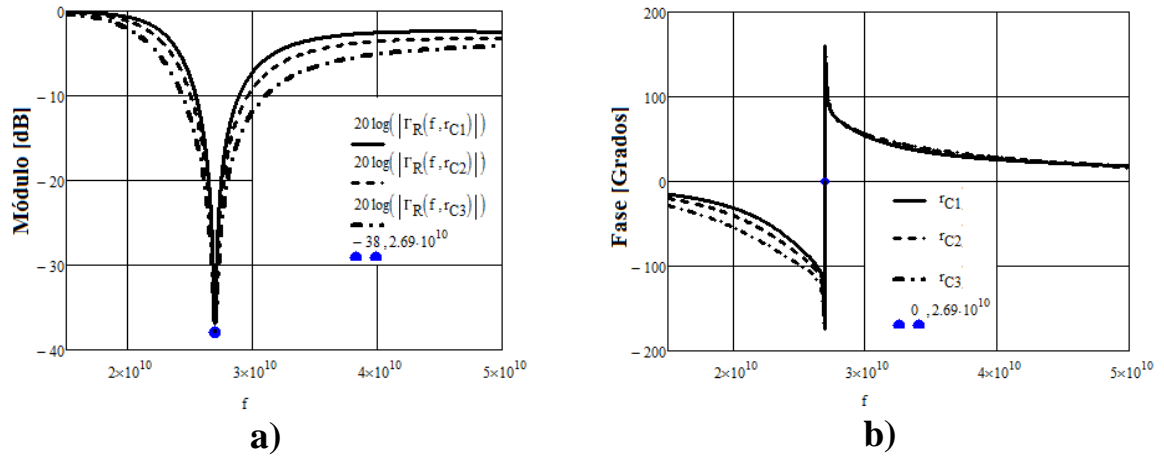


Figura. 3. 11. Coeficiente de reflexión a la entrada del sistema radiador.

En la figura 3.11a. se representa el módulo calculado según: $\Gamma_R(f) = 20 \cdot \log(|\Gamma_R(f)|) [(dB)]$ y en la 3.11b la fase, según: $\Phi(f) = \arg[\Gamma_R(f)], [rad]$.

Aquí se considera: $\Gamma_R(f) = [Z_{inp}(f) - R_g] / [Z_{inp}(f) + R_g]$. El punto es un marcador a la frecuencia de **2.69 GHz**. En las figuras 3.11 c y d se muestran las simulaciones para un dipolo con iguales características geométricas.

La introducción de la distancia **d** en la ecuación de **β** en (3.19) constituye un factor de corrección dado que en el planteamiento inicial del problema no se tuvo en cuenta su valor, salvo que era muy pequeño para garantizar la uniformidad de la corriente entre los brazos del dipolo.

Los datos del radiador para la simulación con el programa CST STUDIO SUITE fueron: **$r_c = 0.003369 \lambda$** , **$\Delta = 0.5 \lambda$** , **$d = 0.025 \lambda$** y **$\lambda = 10 \text{ mm}$** , además se tomó como resistencia interna de la fuente de señal **$R_g = 65 \Omega$** . Luego usando estos datos se procedió a realizar los cálculos con la ecuación (3.19).

En la figura 3.11a y 3.11b también se han mostrado el coeficiente de reflexión para tres radios diferentes del dipolo, **$r_{c1} = 3.756 \cdot 10^{-5} \text{ m}$** , **$r_{c2} = 7.512 \cdot 10^{-5} \text{ m}$** y **$r_{c3} = 11.268 \cdot 10^{-5} \text{ m}$** respectivamente, véase que el radiador es sensible al radio, de esta manera el ancho de banda aumenta a medida que aumenta **r_c** . Los detalles de la simulación con el *CST STUDIO* pueden verse en el apéndice A.2.

La figura 3.12 muestra las partes real e imaginaria de la impedancia calculadas según (3.19) y simulada (ver apéndice A2).

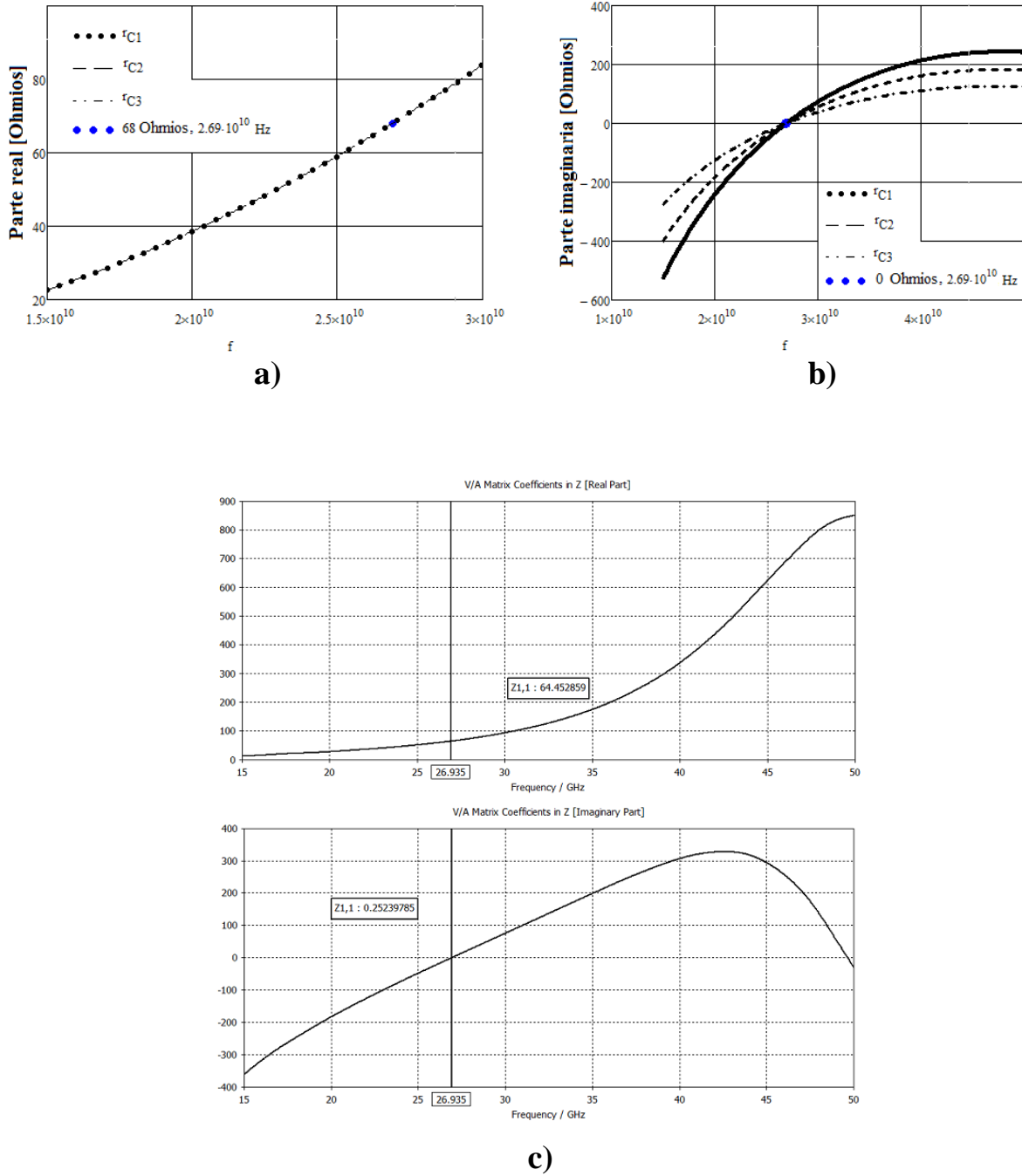


Figura. 3. 12. Impedancia de entrada del dipolo calculada y simulada.

Por otra parte, las evaluaciones se tienen que realizar para $\mathbf{r} = \mathbf{r}_p$, con ello se tiene a (3.19) evaluada en el punto de operación del radiador, ver figura 3.6. En estas condiciones para unas dimensiones del radiador determinadas, el término imaginario dentro del corchete de (3.19) se anula y esta quedaría resistiva pura:

$$R_{ent} \approx \frac{1.333 l^2 \eta}{8\pi} \cdot \left[\text{Re}(\beta) + \frac{1}{r^2} + k^2 \right], \quad [\Omega] \quad (3.20)$$

La resistencia de radiación será el último sumando entre el paréntesis:

$$R_{Rad} \approx 80\pi^2 \left(\frac{\Delta}{\lambda} \right)^2, \quad [\Omega] \quad (3.20a)$$

Recordar que al ser la distancia entre los brazos \mathbf{d} muy pequeña $l \approx \Delta$. En el caso de adaptación perfecta entre las impedancias de la fuente y el radiador ($R_{ent} = R_g$), la eficiencia de radiación del sistema será de $\mathbf{n} = R_{ent}/(R_{ent} + R_g) = 0.5$, lo que corresponde a un **50%** de eficiencia.

Por otra parte, el conjunto $(\mathbf{l}, \mathbf{r}_c)$ también garantizaría un espacio de desbordamiento del **CEM**, necesario para la formación de las **OEM**. Entonces Δ establecería la distancia que tiene que recorrer el campo de dispersión \mathbf{E}_D (primer semiciclo) por la parte externa del sistema (brazos del dipolo) para que al llegar el campo de cierre \mathbf{E}_C (segundo semiciclo) comience la conexión de líneas de ambos campos en la abertura y se neutralice así la reflexión del

campo de dispersión que daría lugar al efecto reactivo propio de la zona cercana.

Es importante notar que por los brazos del dipolo circularán entonces corrientes superficiales \mathbf{J}_s , encargadas de mantener la conexión entre las líneas de fuerza que se van alejando sobre los brazos desde la abertura (campo \mathbf{E}_D), con las que van llegando del campo \mathbf{E}_C a ella por la parte de adentro. Entonces estas corrientes superficiales serán importes en el proceso de formación de las **OEM**. Ellas pueden verse ampliadas en la figura 3.5.

Impedancia de ondas

La impedancia intrínseca de las **OEM** viene dada por:

$$\eta = \frac{|\vec{E}|}{|\vec{H}|}, \quad [\Omega] \quad (3.21)$$

Y en la región próxima al radiador vendrá dada por la relación entre los campos asociados a cada etapa del proceso de formación. Entonces para los campos eléctrico y magnético de dispersión (3.8) y (3.9) se tendrá:

$$\eta = \frac{|\vec{E}_{D\theta}|}{|\vec{H}_{D\phi}|} = \frac{\left| -\frac{iI_D l}{4\pi} \eta \left[\frac{1}{k r^3} \right] \sin(\theta) e^{-ikr} \right|}{\left| -\frac{iI_D l}{4\pi} \left[\frac{1}{r^2} \right] \sin(\theta) e^{-ikr} \right|}, \quad [\Omega] \quad (3.22)$$

Que se reduce, después de simplificar a:

$$\eta = \eta \frac{[1/k r^3]}{[1/r^2]}, \quad [\Omega] \quad (3.23)$$

Pero recordando que $[1/k r^3] = [1/r^2]$ en el punto de operación del radiador (ver figura 3.6), finalmente quedará:

$$\eta = \eta = 120\pi = 377, \quad [\Omega] \quad (3.24)$$

Luego, para los campos de cierre (3.10) y (3.11):

$$\eta = \frac{|\vec{E}_{c\theta}|}{|\vec{H}_{c\phi}|} = \frac{\left| -\frac{iI_D l}{4\pi} \eta \left[\frac{1}{r^2} \right] \sin(\theta) e^{-ikr} \right|}{\left| -\frac{iI_D l}{4\pi} \left[\frac{1}{r^2} \right] e^{-ikr} \sin(\theta) \right|}, \quad [\Omega] \quad (3.25)$$

Resultando también en:

$$\eta = \eta = 120\pi = 377, \quad [\Omega] \quad (3.26)$$

Estas igualdades (3.24) y (3.26) físicamente expresan que las **OEM** son viajeras desde que arranca el proceso de formación hasta que se desprenden y alejan del radiador, y que los campos **E** y **H** están en fase en todas las etapas del proceso. Esto último es una propiedad intrínseca del **CEM** independiente del radiador que será tratada en el capítulo próximo.

Luego, para distancias superiores a la del punto de operación (figura 3.6) la relación (3.23) no tendría sentido dado que ella podría cuantificar la calidad

del acoplamiento entre los campos primarios para formar **OEM** (conexión de las líneas de fuerza de los campos $\mathbf{E_D}$ y $\mathbf{E_C}$). Por estas razones $\eta = 377\Omega$ sería su máximo valor (óptimo), además depende de las dimensiones eléctricas del radiador con lo cual siempre $\eta \leq 377\Omega$.

Zonas de campos desde el radiador

El conocimiento de las características espaciales de los campos que conforman la solución del problema de la **REM** es muy importante, específicamente los límites en que estos existen (zonas de campos desde la antena). Por ejemplo, para las técnicas y métodos de diseño de los sistemas de radiación discretos, en los cuales es necesario tener en cuenta los efectos de los acoplamientos electromagnéticos entre elementos vecinos. Otro ejemplo lo constituyen los sistemas de medidas en campo próximo. Veamos la siguiente figura:

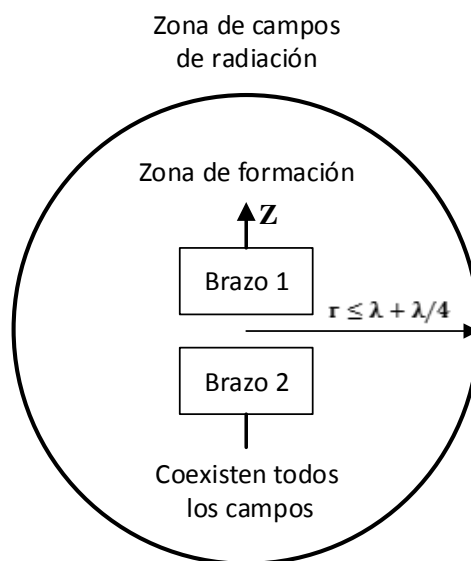


Figura. 3. 13. Zonas de campos desde el radiador.

La figura 3.13 muestra los límites de las zonas de campo desde el sistema de radiación. Estas se han dividido en dos atendiendo a los procesos descritos hasta aquí. Así, definimos la zona de formación, como aquella en la que tiene lugar todo el proceso de formación de las **OEM**, ella podría extenderse desde el origen del sistema de coordenadas (centro del radiador) hasta una distancia de entre una longitud de ondas y un cuarto de onda más $[\lambda \text{ y } \lambda + \lambda/4]$. Distancias entre las cuales la parte anterior del vórtice (**OEM**) se desprende del radiador, esto sucede específicamente en el momento en que se unen y desprenden la primera línea de fuerza que se dispersó del campo **E_D** y la última del **E_C**.

Estas líneas de fuerza están asociadas al primer y segundo semiciclos de la corriente y el proceso culmina al terminar el ciclo, por eso es apreciable la zona de formación. En dicha zona, coexisten todos los campos, el campo de dispersión **E_D**, el de cierre **E_C** y el radiado **E_R**. Al final del ciclo también podría existir presencia del campo **E_D** de la próxima **OEM** en formación, dado que hasta el desprendimiento definitivo de la **OEM** la última línea de fuerza del campo de cierre **E_C** podría estar viajando por los brazos del dipolo hasta sus extremos. Esta es la razón por la cual se le ha sumado $\lambda/4$ a la zona de formación. Recuérdese que el campo de cierre **E_C** sólo existe dentro del sistema y en la superficie del cilindro imaginario que lo contiene. Entonces la zona lejana sería a partir de una longitud de ondas más un cuarto de onda más desde el origen del sistema de coordenadas.

Luego a partir de los juegos de campos dados por las ecuaciones (3.8), (3.9), y (3.12), (3.13), que constituyen la secuencia de formación de la **OEM** podrían extraerse las siguientes conclusiones:

Los campos magnéticos \mathbf{H}_D y \mathbf{H}_R sólo poseen componentes sobre la dirección azimutal $\boldsymbol{\varphi}$, envolviendo al radiador, mientras que los eléctricos $\mathbf{E}_{D\theta}$ y \mathbf{E}_R poseen sobre la dirección $\boldsymbol{\theta}$. Estos últimos se propagan en el eje \mathbf{r} y sus estructuras serán del tipo **TEM**^(r).

Por simple inspección visual, el vector de *Poynting* complejo, asociado a todos los juegos de campos es real, lo que indica que existe un flujo neto de potencia transmitida. Los campos \mathbf{E} y \mathbf{H} se encuentran oscilando en fase y son viajeros desde que arranca el proceso de formación de las **OEM** en el sistema.

Sus amplitudes decrecen lentamente con el aumento de \mathbf{r} . Los frentes de ondas son esféricos (para $\mathbf{r} = \text{constante}$) y como las amplitudes de ellos dependen de $1/\mathbf{r}$ se puede afirmar que las **OEM** son esféricas respecto al origen del sistema de coordenadas.

La impedancia intrínseca de las **OEM** asociada a las componentes en $\boldsymbol{\theta}$ en todos juegos de campos de la descomposición secuencial tienen el mismo valor que para las ondas planas $\boldsymbol{\eta} = 377\Omega$ en el espacio libre. Indicando esto que en las regiones pequeñas en comparación con λ , las **OEM** pueden considerarse planas. Las componente \mathbf{E}_{DR} y \mathbf{E}_{CR} , nunca se desprenden del

radiador y sólo existen en la zona muy próxima a la superficie lateral del cilindro imaginario que lo contiene.

El campo de cierre \mathbf{E}_c sólo existe en el interior del sistema y en la zona exterior próxima dado que siempre estará ligado a los brazos cargados del dipolo.

Característica direccional de amplitud

El análisis de la forma espacial de la característica direccional de amplitud del radiador sigue siendo de la misma manera en que suele tratarse en la literatura. Esta está asociada solamente a la energía electromagnética que logra ser radiada por el sistema.

De las ecuaciones (3.12) y (3.13) se aprecia que estas dependen de θ y son independientes de la coordenada azimutal ϕ , por tanto su expresión en coordenadas esféricas será:

$$F(\theta, \phi) = \sin(\theta).$$

La forma en el espacio será como se muestra en la figura 3.14.

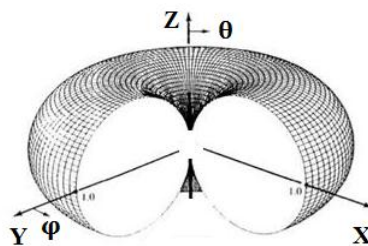


Figura. 3. 14. Diagrama direccional de amplitud en el espacio.

Separada por planos tendrá la forma siguiente:

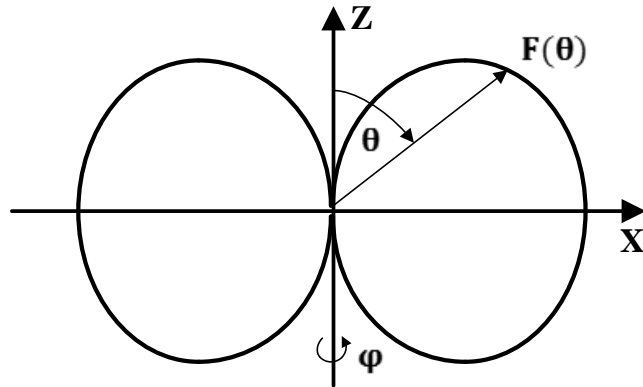


Figura. 3. 15. Diagrama direccional de amplitud, plano eléctrico.

Y en azimut:

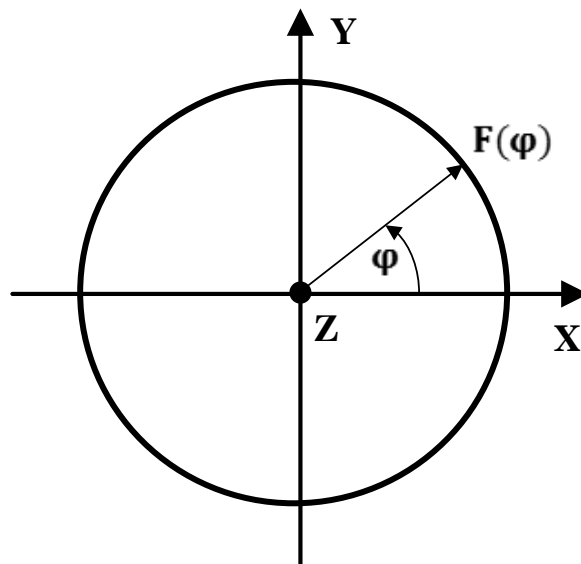


Figura. 3. 16. Diagrama direccional de amplitud, plano magnético.

3.5. Discusión

Se realizó el análisis utilizando un modelo circuital que permitió mostrar la secuencia de formación de las **OEM** asociada a los semiciclos de la corriente de alimentación.

Se observó investigando las ecuaciones de formación de las **OEM**, (3.1) y (3.2), que el radiador podría tener un punto de operación, ver figura 3.6, que relacionaría la frecuencia de emisión con las dimensiones físicas del sistema y que este podría estar localizado en los extremos del dipolo de media onda. En el caso del dipolo de *Hertz* era imposible considerar sus dimensiones por ser infinitesimal.

Es útil aclarar que las soluciones (3.1) y (3.2) no describen el **CEM** dentro del radiador, dado que este es uno de los datos de partida durante el planteamiento del problema. El mismo fue dado en la forma de corriente de desplazamiento, que no es más que el **CEM** creado entre las placas del sistema (espacio entre los brazos del dipolo).

La observación del proceso de formación sugiere que este debe ser sincrónico para lo cual el sistema debería cumplir con dos condiciones, una de amplitud y la otra de fase, con lo cual se pudo realizar la descomposición secuencial del proceso según las ecuaciones (3.6) y (3.7) una vez que se introdujo el efecto inductivo en ellas (brazos de $\lambda/4$).

Esto último garantiza el régimen de ondas viajeras durante todo el proceso, desapareciendo así el efecto reactivo que siempre se ha descrito en la literatura como característica principal de la zona de campos cercanos, [33].

También se obtuvo la característica de frecuencia del sistema mediante su impedancia de entrada, algo muy importante dado que por primera vez se obtiene una expresión cerrada para ella, lo que podría evitar en el futuro el uso de métodos numéricos complicados.

Luego se determinó la impedancia intrínseca de las **OEM**, como una función de las dimensiones eléctricas del radiador, que al parecer podría ser un indicador cuantitativo del grado de sincronismo en el acoplamiento de los campos primarios para formar ondas, con lo cual mediría la calidad del proceso de formación.

Finalmente, se valoró la posibilidad de tener límites bien definidos para las zonas cercana y lejana del radiador, con lo cual estas podrían ser definidas como zona de formación hasta una distancia de una longitud de ondas y lejana de ahí en adelante.

3.6. Conclusiones del capítulo

Se presentó una descripción detallada del posible mecanismo de formación y emisión de las **OEM**. Se explico la idea de que para que se de el fenómeno de la **REM** es necesario que incidan en una abertura dos **CEM** consecutivos opuestos en polaridad.

Con la hipótesis inicial fue posible interpretar las soluciones de las ecuaciones de *Maxwell* para la **REM** y ajustarlas aproximadamente al caso de un dipolo real. Esto a su vez hizo posible proponer una nueva manera de interpretación de dichas soluciones en el sistema descrito, a lo cual contribuyó decisivamente la utilización de un modelo circuital que permitió el análisis secuencial de un proceso de formación de las **OEM** que de por su naturaleza es bastante complejo.

Otra conclusión importante es que el principio de formación que se propone podría cumplirse en todos los tipos de antenas, incluidos los radiadores en la naturaleza.

**CAPITULO 4 : NATURALEZA DEL CAMPO
ELECTROMAGNÉTICO Y PROPUESTA DE SOLUCIÓN
ÚNICA DEL PROBLEMA DE LA RADIACIÓN**

4.1. Introducción al capítulo

En el presente capítulo se tratarán cuestiones relacionadas con la naturaleza material del **CEM** así como su estructura. El capítulo está organizado en 5 secciones, en la segunda de ellas se realiza el análisis de la composición material del **CEM**, se propone el principio de unidad intrínseca de este y se usa para proponer su estructura por planos.

En la tercera sección se realiza la obtención de forma analítica de la *Ley de Planck* desde las soluciones de las ecuaciones de *Maxwell* para la **REM** y con ello se presenta una manera original de comprender el carácter cuántico de las **OEM** así como la naturaleza cuantizada del **CEM**. En la cuarta sección se realiza una breve discusión sobre los principales puntos del capítulo.

Por otra parte, todos los conceptos, procedimientos y explicaciones que se proponen aquí respetan la ley de conservación de la energía. Finalmente se realizan algunos comentarios a manera de conclusiones. Las referencias se han listado al final de la memoria.

4.2. Naturaleza material del campo electromagnético

Drenaje electrónico

Los campos primarios, \vec{E}_D y \vec{E}_C están ligados a los brazos cargados del radiador, entonces planteando la *Ley de Gauss* [34], y aplicándola sobre el brazo superior al flujo del campo resultante del proceso de acoplamiento \vec{E}_R , ver figura. 4.1, se obtiene la expresión (4.1).

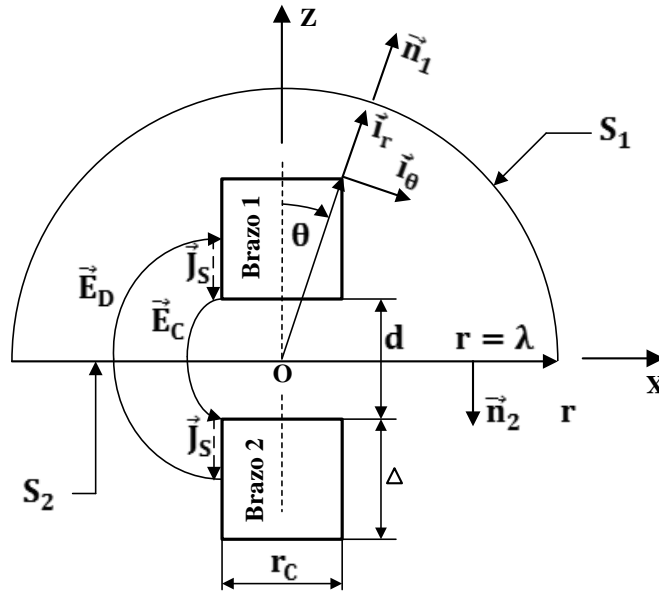


Figura. 4. 1. Superficie gaussiana en el brazo superior.

$$\begin{aligned}
 \oint_S \vec{E}_R \cdot d\vec{S} &= \underbrace{\iint_{S_1} \vec{E}_R(\theta, \varphi, r) \cdot \vec{n}_1 r^2 \sin(\theta) d\theta d\varphi}_{\text{Coordenadas esféricas}} \\
 &+ \underbrace{\iint_{S_2} \vec{E}_R\left(\frac{\pi}{2}, \varphi, r\right) \cdot \vec{n}_2 r dr d\varphi}_{\text{Coordenadas polares}} = q/\epsilon_0
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

Véase que la superficie gaussiana en la situación de la figura 4.1 se descompone en dos superficies \mathbf{S}_1 y \mathbf{S}_2 con sus respectivos vectores unitarios normales $\vec{\mathbf{n}}_1$ y $\vec{\mathbf{n}}_2$. Entonces, como el campo \mathbf{E}_R sólo tiene componentes en la dirección del vector unitario $\vec{\mathbf{i}}_\theta$, al efectuar en producto escalar con el vector $\vec{\mathbf{n}}_1$ el resultado es nulo, quedando el cálculo limitado al flujo del campo que es normal a la superficie \mathbf{S}_2 lo cual es cierto evaluando a \mathbf{E}_R para $\theta = \pi/2$, ángulo para el cual el campo es normal a la superficie \mathbf{S}_2 .

Ahora, despejando q de la integral en coordenadas polares:

$$q = \varepsilon_0 \int_0^{2\pi} \int_0^r \vec{\mathbf{E}}_R \left(\frac{\pi}{2}, \varphi, r \right) \cdot \vec{\mathbf{n}}_2 r dr d\varphi \quad [C] \quad (4.1a)$$

Cuyo resultado, para $r = \lambda$, es:

$$q = I_D \Delta \pi \eta \varepsilon_0. \quad [C]$$

Se ha evaluado para $r = \lambda$ dado que corresponde a la distancia a la cual se desprende la última línea de fuerza del campo \mathbf{E}_R . Ahora, añadiendo el factor de fase $[\sin(\mathbf{k}\mathbf{r}_c - \omega\mathbf{t})]$ al resultado e integrando $q(\mathbf{t})$ en el tiempo:

$$Q_{ac}(t) = \int_0^{T_0} q(t) d(\omega t). \quad [C] \quad (4.2)$$

Teniendo en cuenta que $d(\omega t) = \omega \cdot dt$, se obtiene:

$$Q_{ac}(t) = I_D \Delta \pi \eta \varepsilon_0 \cdot \{\cos(kr_C - \omega t) - 1\} \quad [C] \quad (4.2a)$$

Donde Q_{ac} es la acumulación de cargas en el brazo durante el período de la señal T_0 . Note que (4.2) es evaluada desde $t = 0$ hasta $t = T_0$. Cuya variación se muestra en la figura 4.2.

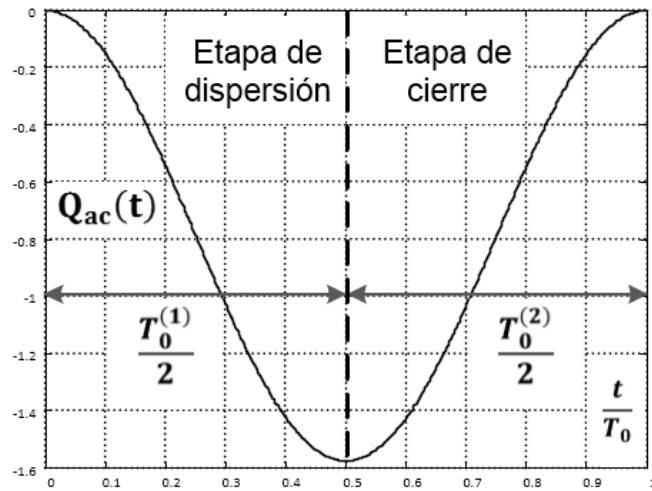


Figura. 4. 2. Dinámica de la acumulación de la carga en el brazo del radiador..

En la figura se ha considerado que: $[Q_{ac}(t) \cdot 10^{-11} C]$. La corriente en el radiador será $I_D = V_g / (R_{Ent} + R_g)$ con $\Delta = 0.25$, $R_{Ent} = R_g = 50\Omega$ y $V_g = 1V$.

En la figura 4.2, se muestra la variación de acumulación de cargas (acumulación electrónica) en los brazos del radiador durante un período de la señal que suministra el generador. Véase que inicialmente la acumulación es cero dado que no hay señal. Al arrancar un ciclo y durante su primer

semiperíodo ($T^{(1)}/2$), denominado etapa de dispersión, la carga irá llegando en la forma de un flujo de campo eléctrico que se dispersará en los brazos (flujo electromagnético) y por tanto esta irá acumulándose en los brazos del radiador. Al comenzar el segundo semiperíodo ($T^{(2)}/2$) y hasta el final del ciclo la carga seguirá llegando a los brazos, también como flujo electromagnético, pero el campo que forman estas tendrá una orientación opuesta al primer flujo que llegó.

Cuando la acumulación es máxima (en modulo), justo en $t = T/2$ comienza el proceso de emisión de cargas (desprendimiento de bucles de **CEM** de la manera que se explicó en la sección 3.3 del capítulo 3). Por tanto, en la figura 4.2, en la parte derecha de la gráfica, denominada etapa de cierre, la acumulación tenderá a cero a medida que se van formando y desprendiendo los bucles de **CEM**, ver figura 3.4. Al finalizar el proceso de formación del vórtice con el último bucle, la carga acumulada será cero, y también habrá concluido el ciclo de señal.

Es útil aclarar que en el sistema, al estar adaptado en impedancias, no existirá **CEM** reactivo que devuelva a la fuente la carga eléctrica suministrada en forma de corriente eléctrica. Con esto podría deducirse que la carga eléctrica (cuantizada) es emitida formando flujos electrónicos vorticiales (**CEM**).

En la próxima sección se demostrará la naturaleza cuantizada de la **REM** y el **CEM** mediante la obtención de la *Ley de Planck* desde las ecuaciones de *Maxwell* para la **REM**.

Unidad intrínseca del campo electromagnético

Es interesante notar que en todas las ecuaciones de los campos, sean los eléctricos o los magnéticos, el único término que involucra materia es la corriente, y esta se reduce a flujos electrónicos. Era bien conocido que los flujos electrónicos poseen propiedades ondulatorias y corpusculares, y también propiedades eléctricas y mecánicas (carga, masa y movimiento). Ahora se podría aceptar que los flujos también presentan carácter magnético y características de polarización lineal.

Todas estas propiedades concentradas en una misma partícula (ahora refiriéndonos al electrón) asegurarían simultáneamente el cumplimiento de las leyes de conservación de la carga, la masa y la energía, respectivamente. Al mismo tiempo, estas propiedades implicarían el cumplimiento de leyes de continuidad y mecanismos de transporte de carga, que también deberían ser investigados en el futuro.

Todo esto hace a los electrones interesantes como entidades fundamentales en la composición del llamado **CEM**, asegurando estos el carácter unificado de dicho campo y de las leyes de la electricidad y el magnetismo, unificación esta que *Maxwell* planteó y que actualmente está aceptada, pero que nunca pudo ser explicada porque el electrón fue descubierto en 1897 y sus propiedades aún se investigan, [35].

Estructura del Campo Electromagnético

Teniendo en cuenta lo anterior, sería justo hablar de planos eléctrico y magnético de un único campo, el **CEM**, el cual tiene unidad intrínseca natural al ser imposible separarlo en sustancias eléctrica y magnética. A continuación presentamos dos ejemplos que muestran la forma histórica de representarlo y la que se propone en el presente trabajo basada en la unidad intrínseca entorno a su naturaleza electrónica.

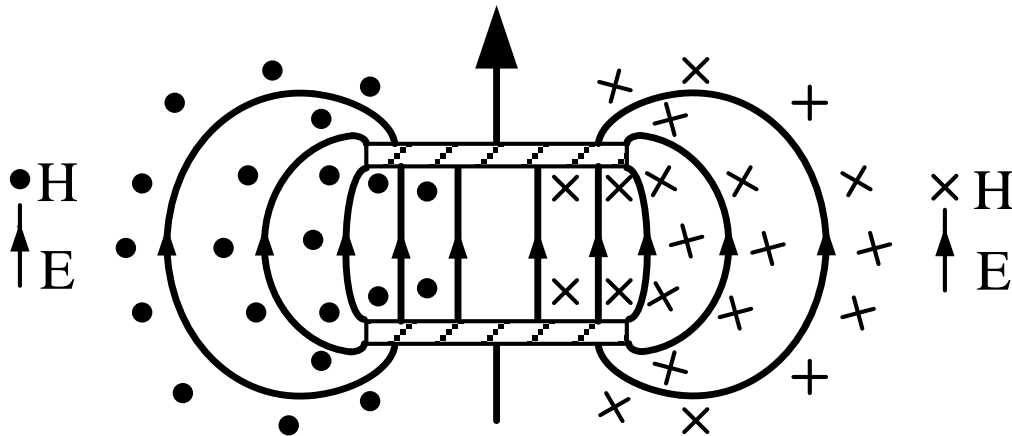


Figura. 4. 3. Campo electromagnético. Situación históricamente aceptada.

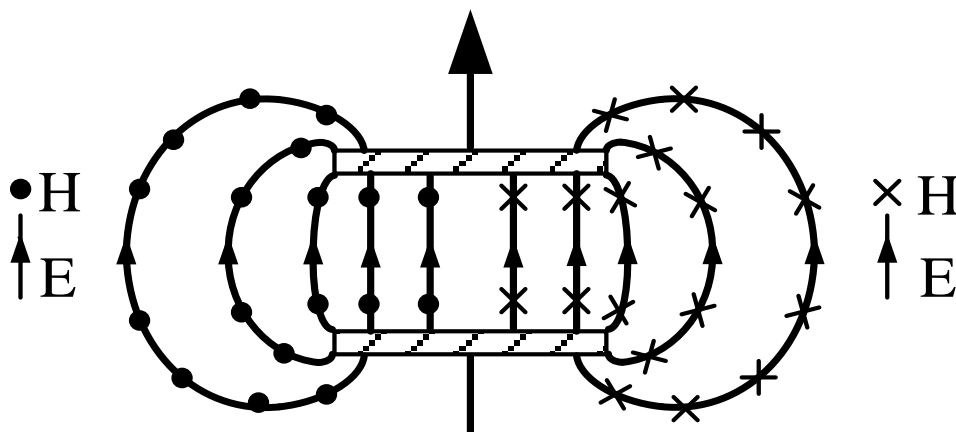


Figura. 4. 4. Campo electromagnético. Situación que se propone en esta tesis.

Esta propuesta también podría permitir una nueva forma de interpretar las ecuaciones de *Maxwell*. Por ejemplo, planteemos las ecuaciones de inducción del **CEM** en el vacío:

$$\nabla \times \vec{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{J}_C, \quad [\text{IA}]$$

y

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad [\text{IB}]$$

En la ecuación [IA] por ejemplo, el miembro izquierdo estaría asociado al plano magnético y el derecho al plano eléctrico del **CEM**, con lo cual la ecuación expresaría la relación existente entre ambos planos del **CEM**. De ella también se podría deducir la naturaleza electrónica del **CEM** mediante el término correspondiente a la densidad de la corriente de conducción \vec{J}_C .

Así, la diferencia fundamental entre corriente eléctrica **I** y **CEM** consistiría en que la primera correspondería al flujo electrónico que viaja por el interior de los conductores eléctricos (principalmente por la superficie) y el segundo, a la parte de este mismo flujo que se desbordaría fuera de la estructura cristalina del conductor formando una nube electrónica con propiedades electromecánicas (atracción y repulsión de otros objetos cargados

o no). Con lo cual el **CEM** que abraza a un conductor no sería más que el fenómeno de desbordamiento del flujo electrónico.

De esta forma el sistema de ecuaciones de *Maxwell* caracterizaría a las propiedades relacionadas con la dinámica temporal del flujo electrónico (**CEM**) y su estructura espacial.

Un caso que se recomienda estudiar es el del problema que surge al intentar determinar el vector de *Poynting* asociado a los planos del campo de una onda guiada (viajera) en la apertura de una antena en el régimen de transmisión, por ejemplo, una guía de ondas con su extremo abierto o una bocina.

En estos ejemplos al aplicar la regla de la mano derecha a los vectores \vec{E} y \vec{H} (producto vectorial $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$) el sentido del vector de *Poynting* obtenido es opuesto al sentido real del flujo de energía electromagnética, lo que constituye una seria contradicción con el concepto propio de vector de *Poynting*.

La explicación a este problema podría estar relacionada con el sentido de la corriente de conducción en la ecuación de *Amper-Maxwell*, que en los cálculos se opera con una corriente cuyo sentido es ficticio al haber sido adoptada por un convenio. Pero si se considera el sentido real de movimiento de la corriente, o sea el sentido del flujo electrónico y cambiamos el signo de la corriente en la ecuación de *Amper-Maxwell* el problema se resuelve

obteniéndose un vector cuyo sentido si coincide con el del flujo de la energía electromagnética radiada.

Ahora bien, esta propuesta también involucraría reconocer que el **CEM** por su estructura y su forma de movimiento presentaría naturaleza levógira (que se rige por la regla de la mano izquierda) y no dextrógira (que se rige por la regla de la mano derecha) como hemos estado acostumbrados a tratarlo.

Nótese que el vector \vec{H} seguiría conservando el mismo sentido de giro que hasta ahora, dado que el mismo ha sido validado históricamente por experimentos.

4.3. Distribución espectral de la energía de la radiación electromagnética

El cuanto de acción

La resistencia de radiación del sistema fue obtenida en el capítulo anterior, ecuación (3.20a):

$$R_{\text{Rad}} = 80\pi^2 \left(\frac{\Delta}{\lambda}\right)^2 [\Omega],$$

Véase su dependencia de la frecuencia al sustituir λ por c/f :

$$R_{\text{Rad}}(f) = 80\pi^2 \Delta^2 \frac{f^2}{c^2} [\Omega]. \quad (4.3)$$

Su variación se muestra a continuación.

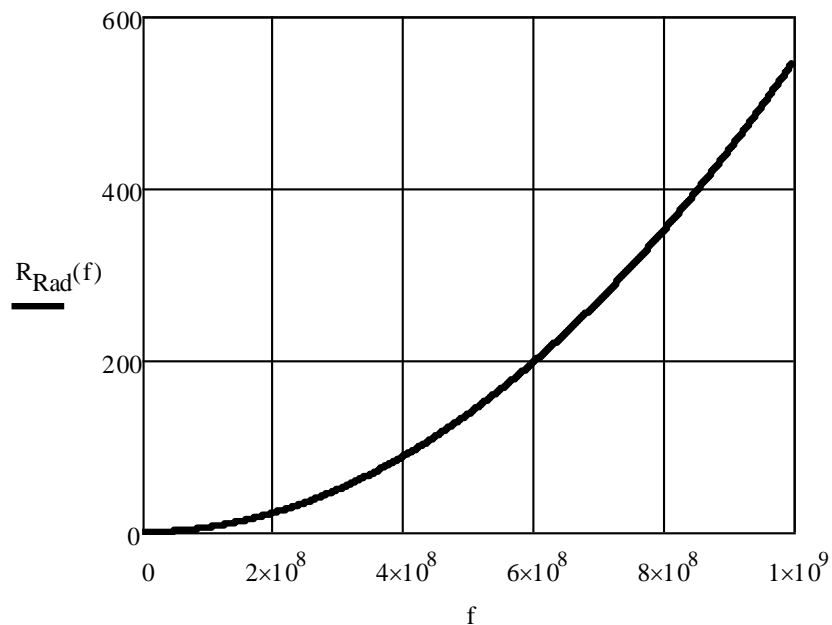


Figura. 4. 5. Resistencia de radiación en función de la frecuencia.

Para los cálculos se ha escogido una frecuencia de resonancia de **300 MHz** en un intervalo que va desde **0** hasta **1000 MHz**.

Por otra parte, el circuito equivalente del sistema antena-generador es el siguiente:

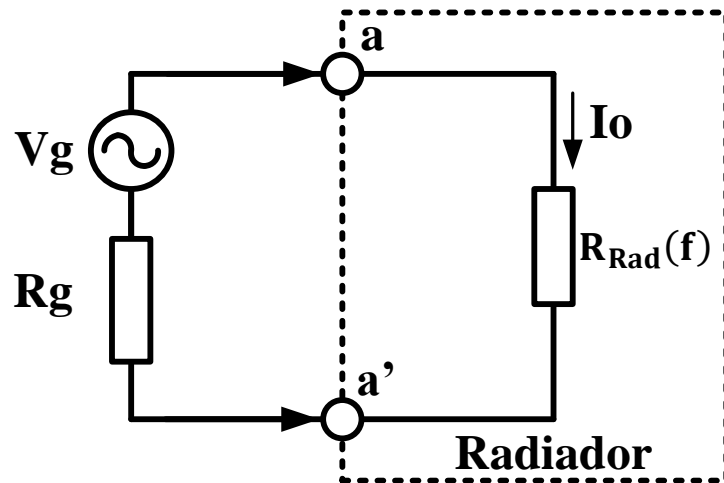


Figura. 4. 6. Circuito equivalente del sistema antena-generador.

En esta figura V_g es la tensión que entrega el generador, R_g su resistencia interna, I_0 la corriente que circula por el circuito. $R_{Rad}(f)$, la resistencia de radiación de la antena en función de la frecuencia f .

Con estas condiciones la potencia disipada en la resistencia R_{Rad} (potencia emitida en forma de **REM**), vendrá dada por ($P = I^2 R$). Entonces, aplicando la *Ley de Kirchhoff* de los voltajes en el circuito de la figura 4.6, se obtiene:

$$P(f) = \left(\frac{V_g}{R_g + R_{\text{Rad}}(f)} \right)^2 \cdot R_{\text{Rad}}(f), \quad [\text{W}] \quad (4.4)$$

Véase aquí que el término entre paréntesis corresponde a la corriente que fluye por el circuito. La variación de la potencia en función de la frecuencia $P(f)$, ecuación (4.4) se muestra en la gráfica de la figura 4.7.

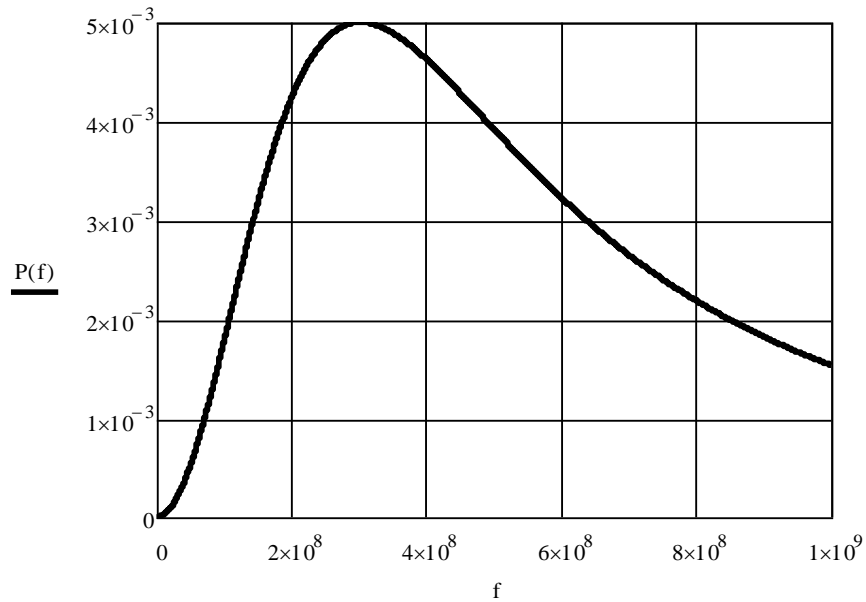


Figura. 4. 7. Variación de la potencia radiada en función de la frecuencia.

En los cálculos se ha tomado $V_g = 1\text{V}$ y $R_g = 50 \Omega$. La potencia $P(f)$ está en Watt [W] y la frecuencia f en Hertz [Hz]. Por otra parte, la energía radiada por el sistema viene dada por:

$$E_n(f) = \frac{d[P(f)]}{df}, \quad [J] \quad (4.5)$$

El análisis de unidades correspondiente a la ecuación (4.5) es el siguiente:

$$\frac{[W]}{[H_z]} = \frac{[J/s]}{[1/s]} = \left[\frac{J}{s} \right] \cdot [s] = [J]$$

Véase que $\mathbf{W} = \mathbf{J/s}$ y $\mathbf{H_z} = \mathbf{1/s}$, con lo cual la unidad resultante es el *Julio*. Ahora, sustituyendo (4.4) en (4.5) y efectuando, tenemos:

$$E_n(f) = 160 \cdot \left(\frac{V_g}{R_g + R_{Rad}(f)} \right)^2 \cdot \pi^2 \Delta^2 \frac{f}{c^2}, \quad [J] \quad (4.6)$$

Nótese en (4.6) que no se ha derivado con respecto a la frecuencia al denominador del paréntesis, dado que su efecto es despreciable. La variación de la distribución de energía se muestra en la gráfica de la figura 4.8.

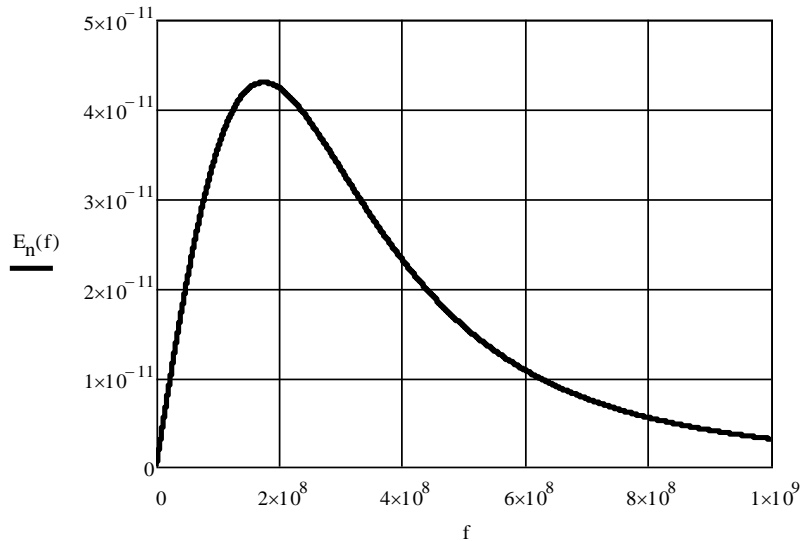


Figura. 4. 8. Distribución espectral de la energía electromagnética radiada.

En esta figura la energía $\mathbf{E_n(f)}$ está en *Julios* [J] y la frecuencia \mathbf{f} en *Hertzios* [H_Z]. Véase que ya se aprecia que la ley de distribución es la misma que para la radiación del cuerpo negro obtenida por primera vez por el científico alemán *Max Planck* en 1900, [36]. Ver apéndice A1 al final.

Por otra parte, obsérvese que la función $\mathbf{E_n(f)}$, dada por (4.6) es el producto de otras dos funciones:

$$N(f) = \left(\frac{V_g}{R_g + R_{\text{Rad}}(f)} \right)^2, \quad [A^2] \quad (4.7)$$

y

$$M_p(f) = 160 \cdot \Delta^2 \frac{\pi^2}{c^2} f, \quad \left[\frac{\Omega}{H_Z} \right] \quad (4.8)$$

La ecuación (4.7) se definió como *función número cuántico*, véase que todos sus términos de alguna u otra forma son variables. Su dependencia con la frecuencia se muestra en la figura (4.9).

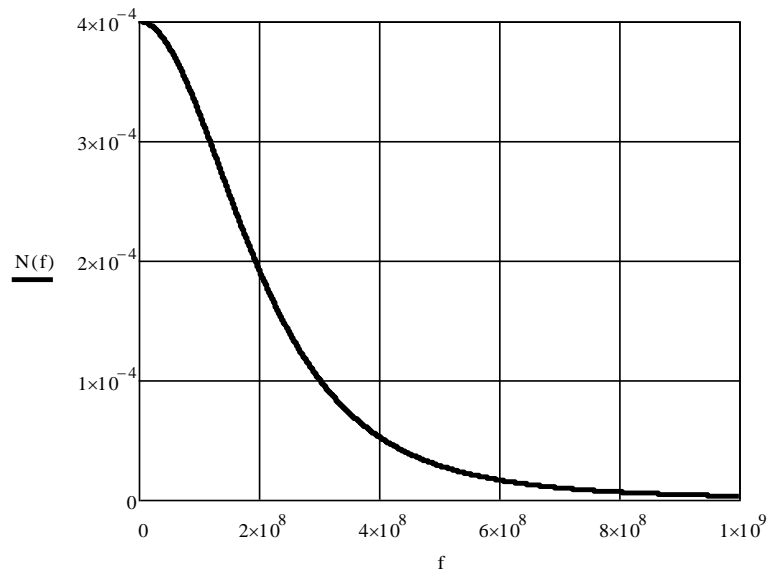


Figura. 4. 9. Función número cuántico.

Esta función está en [A^2] y la frecuencia en [H_Z]. Luego la curva de variación asociada a la expresión (4.8) será la siguiente:

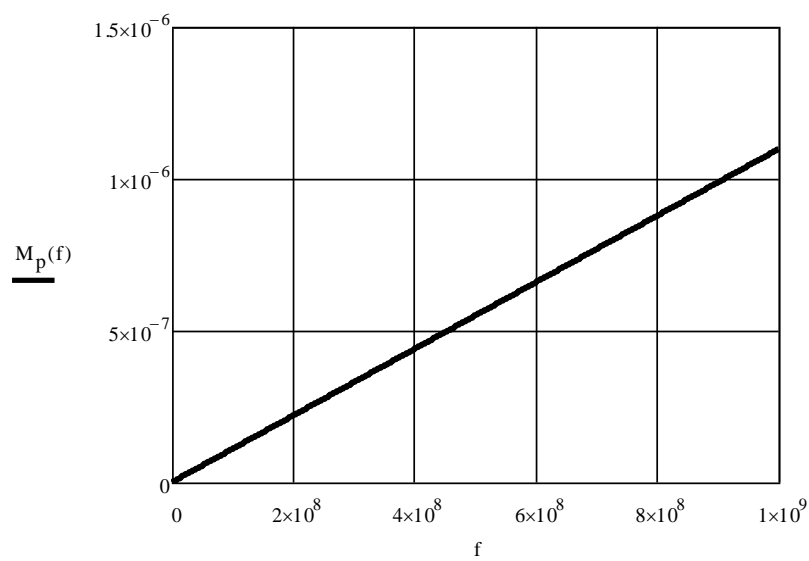


Figura. 4. 10. Derivada de la resistencia de radiación.

Las unidades de $\mathbf{M_p(f)}$ son $[\Omega/\mathbf{H_Z}]$, ahora, poniendo a (4.8) como sigue:

$$M_p(f) = m_p \cdot f,$$

Donde $\mathbf{m_p} = 160 \cdot \Delta^2 \cdot \pi^2 / c^2$, es la pendiente de la recta. Entonces, realizando un simple análisis de unidades a la ecuación (4.6) sin considerar la frecuencia, se tiene:

- El miembro entre paréntesis está en *amperios* al cuadrado $[\mathbf{A^2}]$.
- El resto de la ecuación en $[\Omega/\mathbf{H_Z}]$.
- La unidad resultante de la ecuación tiene que ser el $[\mathbf{J}]$.

Con lo cual:

$$[A^2] \cdot \left[\frac{[\Omega] \cdot [m^2]}{[m^2/s^2]} \right] = [A] \cdot [V] \cdot [s^2]$$

Expresando el *Amperio* del miembro derecho en *Coulombios/segundo*, $[\mathbf{C/s}]$ queda:

$$\left[\frac{C}{s} \right] \cdot [V] \cdot [s^2] = \left[\frac{J}{H_Z} \right],$$

Y poniendo el *Coulombio* en función de la carga del electrón ($\mathbf{e} = 1.602\ 176\ 565 \cdot 10^{-19}\mathbf{C}$), se obtiene:

$$\left[N \cdot e \left[\frac{\mathbf{C}}{\mathbf{s}} \right] \right] \cdot [\mathbf{V}] \cdot [\mathbf{s}^2] = N \cdot 1.602\ 176\ 565 \cdot 10^{-19} \left[\frac{\mathbf{J}}{\mathbf{H}_Z} \right]$$

Téngase en cuenta que el producto $\mathbf{N} \cdot \mathbf{e} = 1\mathbf{C}$, por tanto, no altera la ecuación.

Para que esto se cumpla $\mathbf{N} = 1\mathbf{C}/\mathbf{e}$, que corresponde a la cantidad de electrones (cargas elementales) necesarios para completar un *Coulombio*. Entonces $\mathbf{N} = 6.241\ 509 \cdot 10^{18}$ electrones.

Acomodando la ecuación (4.6) según las funciones (4.7), (4.8) y con el análisis de unidades realizado se tiene:

$$E_n(f) = n(f) \cdot C_E \cdot f, \quad [J] \quad (4.9)$$

Aquí, $\mathbf{n(f)} = \mathbf{N} \cdot \mathbf{N(f)}$ [*adimensional*] y $\mathbf{C_E} = \mathbf{e} \cdot \mathbf{m_p}$ [$\mathbf{J/H_Z}$].

Véase que las unidades se han organizado con el objetivo de transferirlas a la constante $\mathbf{C_E}$. Véase el parecido de (4.9) a la expresión de la *Ley de Planck*:

$$E_n = n \cdot h \cdot f, \quad [J]$$

En esta ley **n** es un número entero, luego, de la ecuación (4.8) se observa después de calcular que la pendiente de la recta es:

$$m_p \approx 1.094 \cdot 10^{-15}$$

Entonces, **m_p · e** será:

$$C_E \approx 1.75 \cdot 10^{-34} \left[\frac{J}{Hz} \right]. \quad (4.10)$$

Con lo cual queda la constante **C_E** expresada en función de otras cuatro constantes fundamentales de la naturaleza, **10** que es la base de nuestro sistema numérico actual, **π=3.141 592 265...**, **c = 2.99 792 458 · 10⁸[m/s]** y **e = 1.602 176 565 · 10⁻¹⁹ C**:

$$C_E = 10 \cdot \frac{\pi^2}{c^2} \cdot e. \quad \left[\frac{J}{Hz} \right]$$

A la constante **C_E** se le llamara constante cuántica teórica, para diferenciarla de la constante **h** de *Planck*, y ella representaría al cuanto elemental de acción asociado a las **OEM** emitidas por un radiador aislado en el espacio libre. No sería descabellado pensar a partir de ahora que para que una constante sea universal, esta tenga que ser expresada como combinación

perfecta de otras constantes fundamentales y obtenida de manera analítica. Con lo cual la constante C_E obtenida y presentada en esta tesis podría ser considerada una de las combinaciones más bellas de la naturaleza.

Véase que la *función número cuántico* $n(f)$ está relacionada con la cantidad de *amperios* que son suministrados al radiador. Además, en ellos están implícitos un número finito de electrones. Estos en sí son los portadores elementales y materiales de la energía electromagnética (*los cuantos*). Así, el producto $n(f) \cdot C_E$, representaría la cantidad de energía que puede portar cada vórtice electromagnético (paquete electrónico) emitido por el sistema radiador por unidad de frecuencia. También se les podría considerar como el *fotón* (al vórtice).

Por otra parte, los cuerpos calientes en la naturaleza (cuerpo negro) emiten **REM** desde diminutos radiadores que se encuentran ubicados en sus superficies, con lo cual, la radiación tendrá lugar sólo en el semiespacio exterior a cada radiador. Entonces, ellos operarían de la misma manera que lo hace un sistema de dipolo con reflector. Este análisis permite efectuar la multiplicación de la constante C_E por un coeficiente relacionado con la presencia de un plano reflector. Sería aproximadamente el valor que tendría la constante al ser calculada usando (4.9) y la energía obtenida experimentalmente de la **REM** emitida por el sistema radiador con plano reflector y polarización lineal.

En los cuerpos que radian en la naturaleza, el parámetro Δ no es controlable y por tanto forma parte de la constante. Por otra parte, la combinación $160 \cdot (\Delta/\lambda)^2 \approx 10$ en las ecuaciones anteriores, es otra constante dado que el máximo de amplitud de la radiación se logra siempre para $\Delta/\lambda = 0.25$. Luego la relación entre \mathbf{h} y \mathbf{C}_E resultaría en: $\mathbf{h}/\mathbf{C}_E \cong 3.78$.

Multiplicar a \mathbf{C}_E por **3.78** tiene sentido dado que al ser emitida la **REM** en un semiespacio (sistema dipolo con reflector), la intensidad de los campos eléctrico y magnético se multiplicaría cada una por un coeficiente α muy próximo a **2**, exactamente sería $\alpha = \sqrt{\mathbf{h}/\mathbf{C}_E} = \sqrt{3.78} \approx 1.94$, recordar las ecuaciones (3.12) y (3.13) con lo cual la ecuación (3.16), resultaría:

$$R_{\text{Rad}} = \alpha^2 \cdot 80\pi^2 \left(\frac{\Delta}{\lambda}\right)^2$$

El coeficiente α estaría asociado a las intensidades resultantes de los campos \mathbf{E} y \mathbf{H} en el semiespacio de interés debido a las **OEM** directa y reflejada en el plano reflector. Luego, los campos resultantes serían $\mathbf{E}_{\text{Res}} = \mathbf{E}(1 + |\rho|)$ y $\mathbf{H}_{\text{Res}} = \mathbf{H}(1 + |\rho|)$, siendo ρ el coeficiente de reflexión de las **OEM** asociado a cada radiador en la superficie del cuerpo caliente. Entonces $\alpha = 1 + |\rho|$, con lo cual $|\rho| \approx 0.94$ también podría ser una especie de constante que garantizaría que $\mathbf{h} = 6.62 \cdot 10^{-34} [\text{J}/\text{H}_z]$ siempre.

Ahora obsérvese detenidamente la figura 4.11. En el caso general Δ puede variar con la temperatura y el cuerpo radiará a frecuencias que cumplirían con la condición $\Delta(T)/\lambda \approx 0.25$, siendo T la temperatura del cuerpo.

Un método clásico experimental para la determinación aproximada de la constante h se muestra en el apéndice [A1]. Otros materiales relacionados con la constante, incluido el artículo original de *Max Planck* se listan en las referencias, [37]-[40].

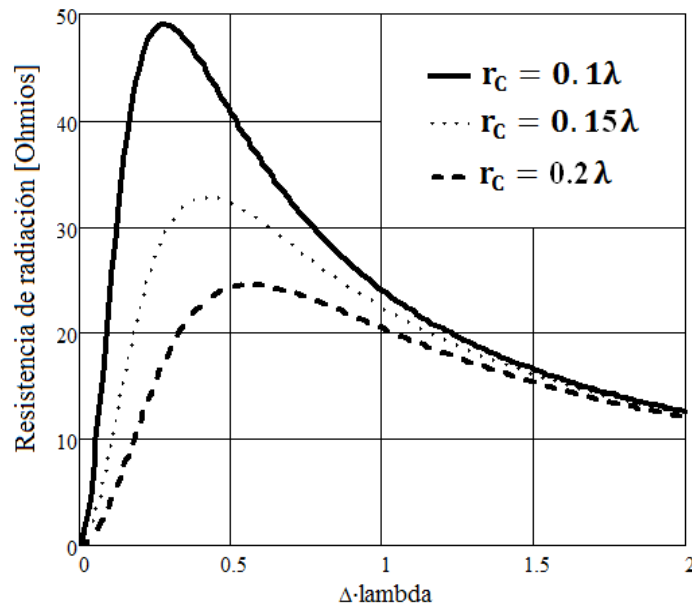


Figura. 4. 11. Resistencia de radiación como función de las dimensiones.

Esta figura muestra la variación de la resistencia de radiación, pero ahora como función de las dimensiones de los brazos del radiador. El método de obtención consiste en tomar de la ecuación (3.19) del capítulo 3, el módulo de

la parte real correspondiente a los términos inversamente proporcionales al cubo de la distancia, que a su vez está en función de las dimensiones del radiador. Luego, dado que la ecuación está ajustada para trabajar en el punto de operación del sistema radiador, que se mostró en la figura 3.6, se puede ver cómo varía la intensidad de la **REM** al cambiar ligeramente las dimensiones del radiador (en ese punto las tres sinusoides están en fase, ver figura 3.8b).

Las curvas de la figura 4.11 son similares por su forma a las que se muestran en el apéndice A1, correspondientes a la radiación de un cuerpo caliente (cuerpo negro). En esta (figura 4. 11), se observa el desplazamiento a la derecha del máximo para diferentes valores de r_c con lo cual se podría pensar que en el caso de los cuerpos calientes este desplazamiento conocido como la *Ley de Wien*, se podría deber al fenómeno de dilatación de los cuerpos por el efecto de la temperatura. Así los radiadores que se encuentran en las superficies de los cuerpos calientes cambiarían sus dimensiones y por tanto también cambiarían sus frecuencias de emisión, a veces esto se percibe por el cambio de coloración del cuerpo.

Por otra parte, en la figura 4.12 se muestran las curvas de emisión de energía electromagnética para algunos valores de la resistencia interna del generador R_g , con lo cual se controla a través del régimen de adaptación de impedancias la energía suministrada al sistema radiador.

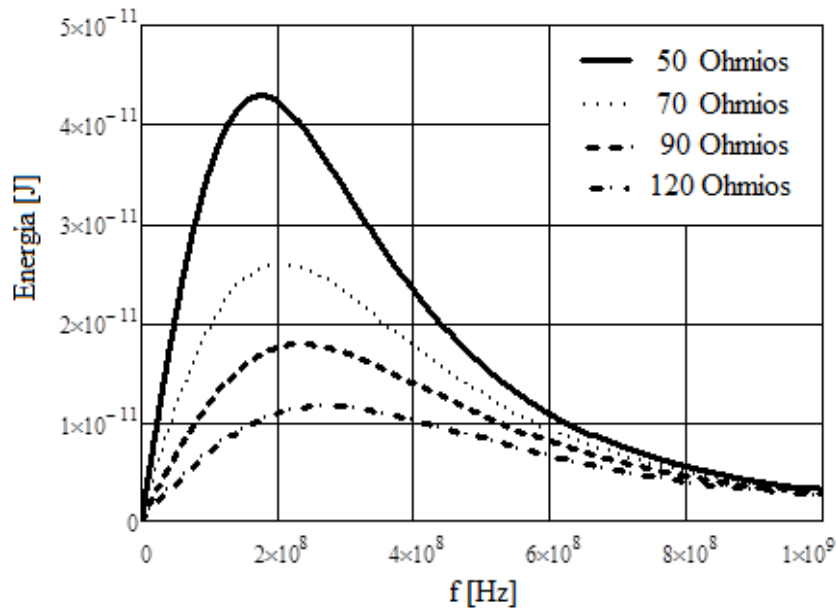


Figura. 4. 12. Espectro de energía de la **REM**.

Aquí se ha mostrado la variación de la energía de la **REM** para valores de R_g de **50, 70, 90 y 120 Ω** respectivamente. Véase también la similitud de estas curvas con las asociadas a la radiación del cuerpo negro para diferentes valores de la temperatura. Apéndice A1.

En sentido general los modelos propuestos tienen múltiples grados de libertad (variables) dado que obedecen a un sistema artificial creado por el hombre, capaz de generar y emitir **OEM** a voluntad (antena), a diferencia de los sistemas que radian en la naturaleza.

4.4. Discusión

Durante todo el proceso descrito no existe transformación de la carga eléctrica en **OEM**, sino de formación y emisión de vórtices electromagnéticos (flujos electrónicos con estructura vorticial). Esto debería ser así para que se cumpla la ley de conservación de la carga eléctrica, además, es fácil percibir que como esta se reduce en última instancia a una suma finita de electrones, entonces la carga es discreta, lo que implica que el **CEM** tendría naturaleza electrónica y por tanto también sería discreto. Por estas razones la carga eléctrica siempre está cuantizada en naturaleza con lo cual las **OEM** y el **CEM** también deben estar cuantizados.

Por otra parte, de la ley de conservación de la carga eléctrica se percibe que parte de ella tendría que ser emitida formando paquetes electrónicos, la emisión periódica de ellos podría constituir en sí la **REM** y cada paquete correspondería a una **OEM**.

Esto también implicaría que cada vórtice electrónico emitido que viaja a la velocidad de la luz podría ser considerado un cuerpo masivo (partícula) que cumpliría con la ecuación de la energía de *Albert Einstein* $E = mc^2$, y que además también tendría una longitud de ondas λ intrínseca y espacial (ancho de vórtice en la dirección radial, eje **r**) impuesta por la señal el generador.

Este razonamiento demostraría de una manera simple el principio de dualidad onda-partícula de *Louis de Broglie*, pero en un sentido clásico lo que constituiría un nuevo enfoque del concepto de dualidad onda-partícula.

Véase entonces que la **REM** no sería más que la emisión periódica de paquetes discretos de energía (vórtices electrónicos). Por tanto, esta estaría cuantizada al igual que el **CEM**, lo que ha sido verificado mediante la obtención analítica de la constante C_E (*cuanto de acción*) y la demostración de la *Ley de Planck* desde las leyes del electromagnetismo clásico.

Entonces podríamos identificar a la constante C_E como asociada a la energía de la **REM** emitida por cada oscilación de la señal que le inyecta el generador a un radiador aislado, de ahí sus unidades $[J/H_z]$.

Por otra parte, contrastando con las expresiones del modelo termodinámico de *Planck*, (ver ecuación de la *Ley de Planck* en el apéndice A1), el factor $[1/KT]$ en la exponencial del denominador podría estar relacionado con el número de electrones que se necesitarían para completar un *Julio* de energía a la temperatura T , o el número de electrones que portaría cada fotón a una frecuencia determinada. Aquí K es la constante de *Boltzmann* cuya unidad es el *Julio/Kelvin* $[J/K]$ y T la temperatura en *Kelvin*.

Todo esto es interesante ya que podría constituir una interpretación original de la constante cuántica, obtenida esta desde las ecuaciones de *Maxwell* y respetando la ley de conservación de la energía, con lo cual también sería una prueba de que las ecuaciones del electromagnetismo son capaces de describir procesos de **REM** en la naturaleza tanto a pequeña como a gran escala.

4.5. Conclusiones del capítulo

Se valoró la posible naturaleza electrónica del **CEM** y de la **REM**, lo que permitió proponer el principio de unidad intrínseca del **CEM** entorno a su naturaleza electrónica. Esto a su vez hizo posible ofrecer una manera nueva de entender la estructura del **CEM** por planos eléctrico y magnético de un único campo material, inseparable en sustancias eléctrica y magnética. El análisis también permitió proponer una nueva forma de interpretar las ecuaciones de *Maxwell*.

Se presentó una forma analítica original de determinar la *Ley de Planck* a partir de las soluciones de las ecuaciones de *Maxwell* para la **REM**. También se propuso una nueva manera de interpretarla basada en paquetes electrónicos de energía (fotones). Esto último es interesante dado que ofrece una forma más sencilla de explicar los fenómenos cuánticos usando los métodos clásicos de la Física que respetan la ley de conservación de la energía. Con esto también se podría aceptar que los electrones son la materia básica constitutiva del **CEM**.

Finalmente, los resultados obtenidos en este capítulo podrían ser aceptados como demostración entre otras cosas de que la solución del problema de la **REM** es única, tanto para las antenas como para los cuerpos calientes en la naturaleza.

CAPITULO 5 : CONCLUSIONES Y LÍNEAS FUTURAS DE INVESTIGACIÓN

5.1. Conclusiones

Se redefinió el problema de la radiación electromagnética y se realizó el planteamiento del mismo partiendo del modelo de un dipolo corto simétrico como sistema radiador. Se obtuvieron las soluciones de las ecuaciones de *Maxwell* para la radiación del sistema.

Se presentó una propuesta del principio físico que gobierna el fenómeno de la radiación electromagnética y con él se ofreció una nueva forma de interpretar las ecuaciones de la radiación obtenidas. Se presentó una descripción detallada del mecanismo de formación y emisión de las ondas electromagnéticas que al parecer obedece a la hipótesis inicial de esta investigación. Se explicó que para que se de el fenómeno de la radiación es necesario que incidan en una abertura dos campos electromagnéticos consecutivos y opuestos en polaridad.

Con las ideas presentadas (principio de formación y emisión de las ondas electromagnéticas) fue posible obtener una interpretación original y aceptable de las soluciones de las ecuaciones de *Maxwell* para la radiación electromagnética ajustadas al caso del dipolo simétrico de media onda.

Se trató la cuestión de la naturaleza electrónica del campo electromagnético y de la radiación electromagnética, lo que permitió proponer el *principio de unidad intrínseca del campo electromagnético entorno a su naturaleza electrónica*. Esto a su vez hizo posible representar la estructura del

campo electromagnético por planos (eléctrico y magnético) de un único campo material e inseparable en sustancias eléctrica y magnética, que a su vez permitió proponer una nueva forma de interpretar las ecuaciones de *Maxwell*.

Se presentó una forma original para demostrar la *Ley de Planck* sobre la distribución espectral de la energía electromagnética radiada a partir de las soluciones de las ecuaciones de *Maxwell* para la radiación electromagnética de las antenas, también se propuso una nueva forma clásica de interpretar dicha ley. Esto último es interesante ya que podría conectar conceptos de la Física Clásica, representada aquí por las ecuaciones de *Maxwell* y la *Ley de conservación de la energía* con conceptos mucho más abstractos de la llamada Física Cuántica de *Max Planck* y *Albert Einstein*.

Finalmente, con el análisis y las explicaciones desarrolladas en este trabajo, al parecer se ha demostrado la hipótesis inicial, de que las ondas electromagnéticas se forman mediante el acoplamiento de dos flujos dinámicos y opuestos de campos electromagnéticos que inciden consecutivamente en una abertura, y que tanto el mecanismo de formación de las ondas como la solución del problema de la radiación son únicos, tanto para las antenas como para los cuerpos calientes en la naturaleza.

5.2. Líneas futuras de investigación

La interpretación de las soluciones aún es aproximada dado que el planteamiento inicial del problema no es suficientemente preciso por lo que es necesario seguir trabajando en la búsqueda de la solución exacta.

Las ideas presentadas en esta tesis doctoral y los resultados obtenidos sugieren continuar estudiando las propiedades del campo electromagnético y valorar la posibilidad de aplicar sus leyes y aparato matemático conceptual al estudio de fenómenos aparentemente distantes a él, por ejemplo, la luz, el calor y la interacción de estos con las sustancias.

Es necesario continuar trabajando en la unificación teórica de la Física Clásica y la Física Cuántica hasta lograr poner todo el aparato matemático y conceptual de esta última a un nivel que brinde una mejor comprensión, partiendo de una observancia estricta de las leyes de conservación.

Por otra parte, las ideas y principios presentados podrían sugerir a los profesionales de varias ingenierías, entre ellas las relacionadas con la teoría electromagnética, el valorar la posibilidad de aplicación de los principios propuestos a:

- El desarrollo de métodos y procedimientos computacionales de análisis y diseño electromagnético más eficientes, que no se basen en solucionar de forma numérica complicadas ecuaciones diferenciales.

- Continuar trabajando en la modernización conceptual de la Teoría y la Técnica de Antenas y Microondas.

En sentido general los resultados presentados podrían abrir varios frentes de investigación en múltiples campos de la ciencia y la técnica, dada la presencia de las ondas electromagnéticas en la tecnología y la naturaleza.

A. APÉNDICES

A.1 Ley de Planck para la radiación del cuerpo negro

Distribución de la energía electromagnética radiada

La siguiente ecuación describe la llamada *Ley de Planck* para la distribución de espectral de la energía electromagnética radiada por los cuerpos calientes:

$$E_n(\lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT) - 1}$$

Donde:

E_n es la energía de la radiación electromagnética, en Julio (*Joule*) [**J**].

λ es la longitud de ondas de la radiación, en metros [**m**].

c es la velocidad de la luz en el vacío, cuyo valor aproximado es de **$3 \cdot 10^8$** [**m/s**].

h es la constante cuántica, llamada constante de *Planck*, cuyo valor es: **$6.62 \cdot 10^{-34}$** [**J/Hz**].

k es la constante de *Boltzmann* cuyo valor es **$1.3806488 \cdot 10^{-23}$** [**J/K**].

T es la temperatura a la que se somete el cuerpo, en *Kelvin* [**K**].

Las gráficas asociadas a la *Ley de Planck* para diferentes temperaturas se muestran a continuación:

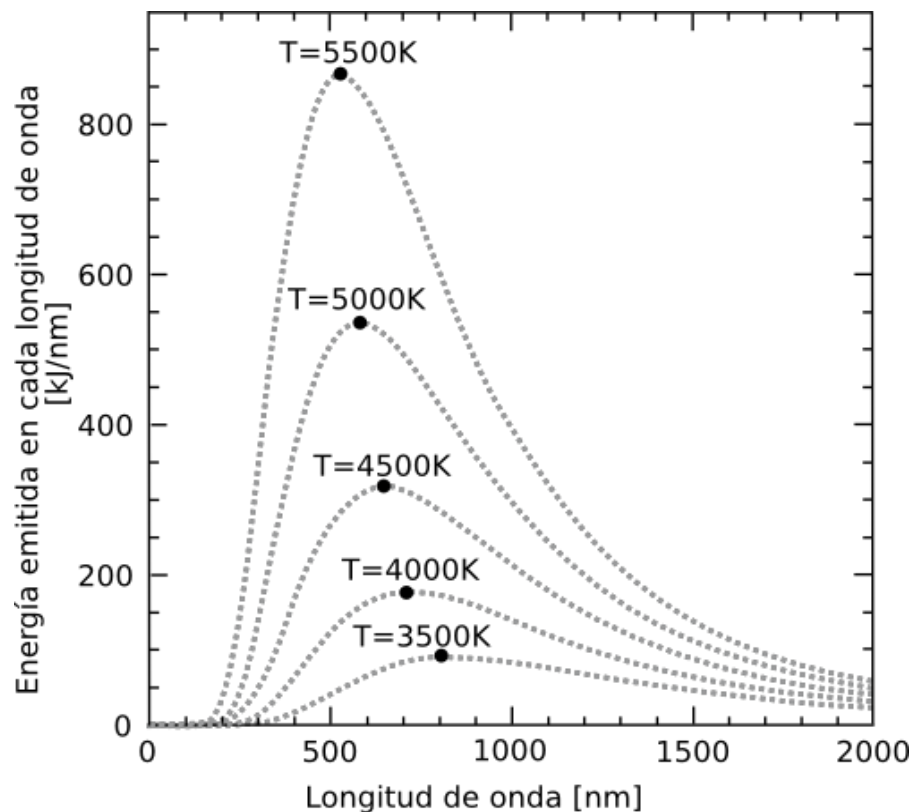


Figura A1. 1. Espectro de energía electromagnética radiada por un cuerpo caliente.

Forma experimental de obtener la constante de Planck en el laboratorio

La constante de *Planck* relaciona la cantidad de energía emitida por un cuerpo caliente con la frecuencia de su radiación electromagnética. El valor teórico de la misma aproximadamente es de $6.62 \cdot 10^{-34} \text{ [J/H}_z\text{]}$ y el método clásico experimental más sencillo de medirla en el laboratorio es mediante el uso de diodos **LED** de diferentes colores. Veamos el método en el siguiente experimento:

Experimento:

1.- Se implementa el siguiente circuito eléctrico de medida:

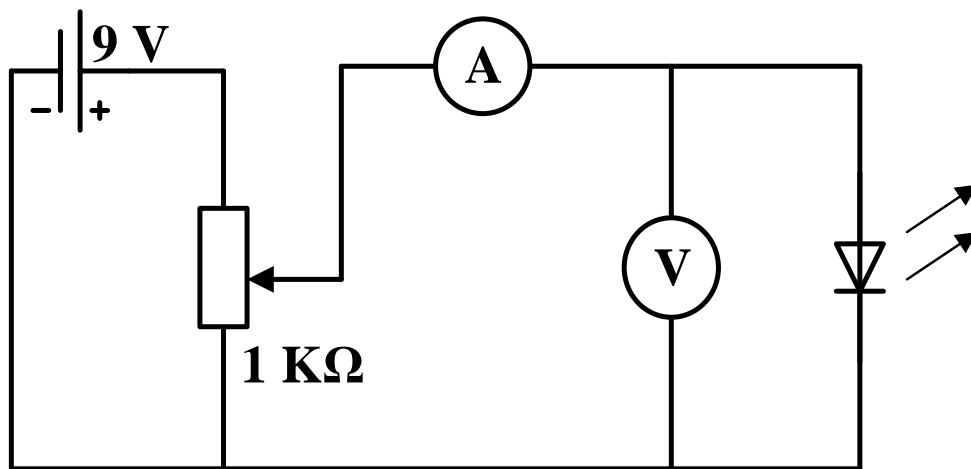


Figura A1. 2. Circuito para la medida de la tensión en los terminales del diodo.

2.-Se realiza una tabla con los valores de tensión y longitud de ondas:

LED	$\lambda \cdot 10^{-9}[m]$	$f \cdot 10^{14}[Hz]$	$V_0 [V]$
Infrarrojo	940	3.19	0.82
Rojo	632	4.75	1.46
Amarillo	593	5.06	1.61
Verde	567	5.29	1.67
Azul	430	6.98	2.31

Tabla.1. 1. Datos experimentales.

Los valores de V_0 fueron obtenidos en cada diodo con el circuito de la figura A.1. 2, para una corriente de **0.01 A** circulando por ellos.

3.- Se realiza la representación gráfica de los valores de la tabla 1.

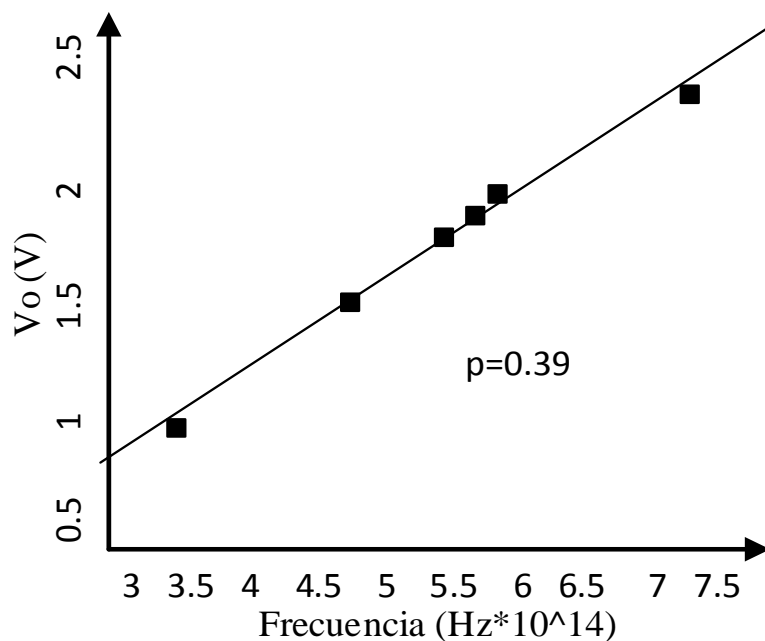


Figura A1. 3. Variación de la tensión respecto a la frecuencia.

4.- La constante de *Planck* se calcula multiplicando la pendiente de la gráfica de la figura por la carga del electrón $e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$.

$$h = p \cdot e$$

Sustituyendo los valores de $p = 3.9 \cdot 10^{-15} [\text{V}/\text{Hz}]$ y $e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ resulta:

$$h \approx 6.24 \cdot 10^{-34} [\text{J}/\text{Hz}]$$

Por otra parte es de señalar que la constante de *Boltzmann* fue obtenida por primera vez por el propio *Max Planck* y publicada como parte de su artículo original sobre la radiación de los cuerpos calientes. Recibió el nombre de

Boltzmann dado que a este último se le considera el padre fundador de la Mecánica estadística, al introducir este el concepto de entropía para describir los sistemas complejos en los que intervienen poblaciones de partículas indeterminadas en número y con movimientos arbitrarios en las tres direcciones del espacio.

A.2 Procedimiento de simulación de un dipolo de media onda.

Simulación con CST STUDIO SUITE 2015

Para la simulación de un dipolo de media onda simétrico se tomaron las siguientes dimensiones geométricas:

Longitud de ondas	Lambda	10 mm
Longitud de los brazos	0.25 Lambda	2.5 mm
Radio de los brazos	0.003369 Lambda	0.03369 mm
Separación entre los brazos	0.025 Lambda	0.25 mm

El software se configuró de la siguiente manera:

Dimensiones	milímetros	mm
Frecuencia	Giga hertzios	GHz
Resistencia	Ohm	Ω
Tiempo	nanosegundos	ns

Rango de frecuencias de **15GHz** a **50GHz**, la caja de condiciones de contorno abierta. Excitación con puerto discreto de **65 Ω** para medida de parámetros **S**.

Se utilizó la herramienta de cálculo *Time Domain Solver* para la determinación de todos los parámetros en una dimensión (impedancia de entrada, coeficiente de reflexión, eficiencia de radiación), y en dos y tres dimensiones (campos lejanos y cercanos ligados al radiador) . La eficiencia de radiación total resulta **0.9978** y la directividad de **1.67**.

A continuación se muestran varias gráficas asociadas a diferentes parámetros del radiador:

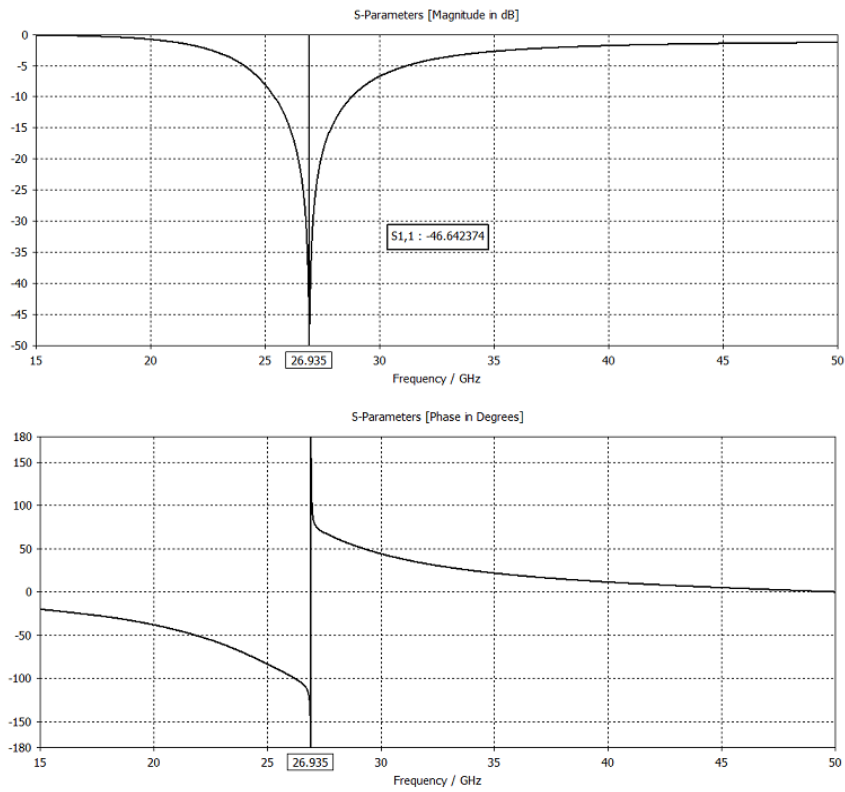


Figura A2. 1. Coeficiente de reflexión a la entrada del dipolo.

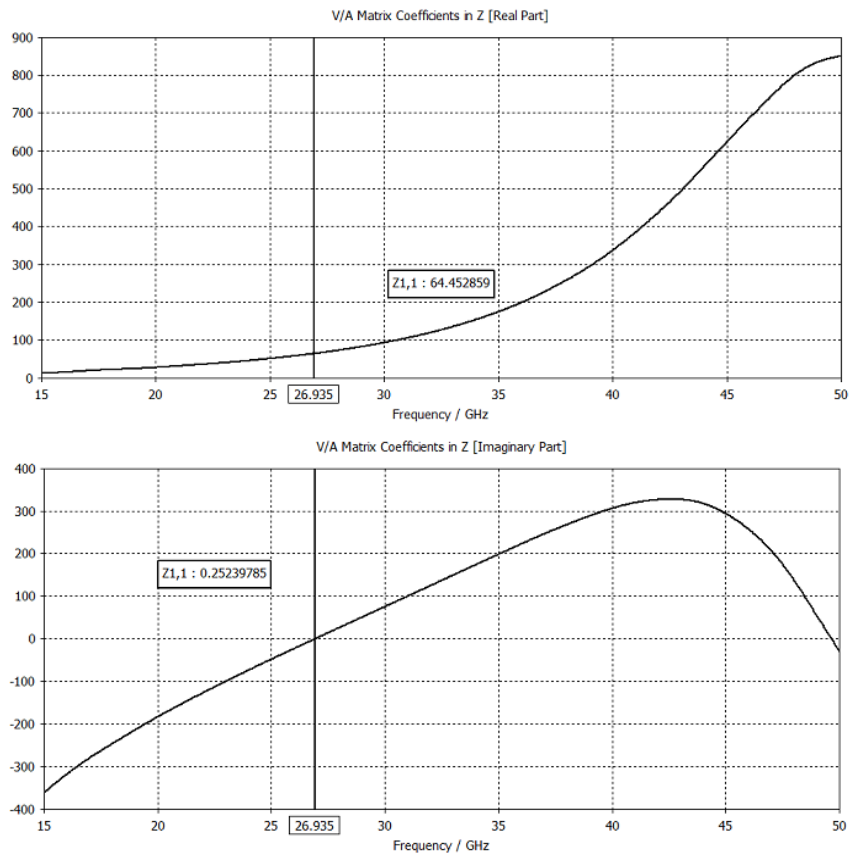


Figura A2. 2. Impedancia de entrada del dipolo.

REFERENCIAS DE LA TESIS

1. J. C., Maxwell, "A Dynamical Theory of the electromagnetic field", *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 1865.
2. M. G. Doncel & X. Roqué., "Heinrich Hertz: Las ondas electromagnéticas", ISBN: 84-7488-761-5, Spain, 1989.
3. D. Baird., et al, "Heinrich Hertz: Classical Physicist, Modern Philosopher", ISBN: 978-94-015-8855-3, *Kluwer Academic Publishers*, pp. 269-280.
4. L. Mandel., "Energy Flow from an Atomic Dipole in Classical Electrodynamics", *Journal of the Optical Society of America*, vol. 62, pp. 1011-1012, 1972.
5. H. G. Schantz., "The flow of electromagnetic energy in the decay of an electric dipole", *American Journal of Physics*, vol. 63. No. 6, pp. 513-520, June 1994.
6. E. K. Miller., F. J. Deadrick., "Visualizing near-field energy flow and radiation", *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 42. No. 6. pp. 46-53, 2000.
7. K. T. McDonald., "Radiation in the near zone of a center-fed linear antenna", *Preprint, Princeton University*, 2004.
8. J. D. Jackson., "How an antenna launches its input power into radiation: The pattern of the Poynting vector at and near an antenna", *American J. of Physic*, 74-4, pp. 280-288, 2006.
9. J. Shu, X. Li and, H. F. Arnoldus., "Propagation of Electric Dipole Radiation through a Medium", *Journal of Modern Optics*, vol. 55, pp. 2457-2471, 2008.
10. D. Funaro., "On the Near-field of an Antenna and the Development of New Devices", arXiv: pp. 1203.1229, 2012.
11. V. B. Berestetskii, E. M. Lifshitz, L. P. Pitaevskii. "Teoría Cuántica Relativista". *Editorial Reverté*. URSS, 1971.
12. B. H. Bransden & C. J. Joachain. "Quantum Mechanics". *Editorial Pearson Education*, ISBN: 0582-35691-1. England, 1989.
13. E. H. Wichmann. "Física Cuántica". *Editorial Reverté, S. A.* ISBN: 84-291-4020. Barcelona, 1991
14. R. Shankar. "Principles of Quantum Mechanics". *Editorial Springer*, ISBN: 978-0-306-44790-7. USA, 2008
15. F. Schwabl. "Quantum Mechanics". *Editorial Springer*, ISBN: 3-540-59187-7. New York, 1993.

16. J. J. Sakurai. "Modern Quantum Mechanics". *Editorial Addison-Wesley*, ISBN: 0-201-53929-2. USA, 1995
17. L. L. Goldin, G. I. Nóvikola. "Introducción a la Física Cuántica". *Editorial Mir*, ISBN: 5-03-001554-X. URSS, 1988
18. L de la Peña. "Introducción a la Mecánica Cuántica". *Editorial: Ediciones Científicas Universitarias*, ISBN: 968-7856-7. México, 2006.
19. J. Stachel. A. "Eintein 1905: un año milagroso". *Editorial Crítica*. ISBN: 84-8432-215-7. España, 2004.
20. P. A. Lindsay. "Introduction to Quantum Mechanics for Electrical Engineers". *Editorial McGraw-Hill*. Gran Bretaña, 1967.
21. D. J. Ingram. "Radio Microwave Spectroscopy". *Editorial Butterworths*. ISBN: 0 408 706 85 6. England, 1976.
22. Chu, Q., Liang, C. "The uniqueness theorem of electromagnetic field in lossless regions". *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*. vol. 41. No. 2. 1993. Feb. pp. 245-246.
23. R. E. Collin, "Antennas and Radiowave Propagation", pp. 19-20, *McGraw-Hill, Inc*, ISBN: 0-07-011808-6, New York, 1985.
24. W. L. Stuzman & G. A. "Antenna Theory and Design", Editorial: *John Wiley & Son, Inc*, pp. 4-6, ISBN: 0-471-004458-X , USA, 1981.
25. V. V. Nikolski, "Electrodinámica y Propagación de las Ondas de Radio" (traducido del ruso), , *Editorial Mir*, pp. 638-639, URSS 1976.
26. N.H. Munir & K. Morton, "Electricity and Magnetism", pp. 490-494, *John Wiley & Son, Inc*. ISBN 0-471-82985-4, New York, 1985.
27. V. Stanley & G. G. Skitek, "Electromagnetic Concepts and Applications" (Third edition), pp. 452-456, ISBN: 0-13-250960-1, *Prentice-Hall International Editions*, London 1990
28. P. Lorrain & D. R. Corson, "Campos y Ondas Electromagnéticas", pp. 640-656, ISBN 84-85021-29-0, *Selecciones Científicas*, Madrid 1972.
29. V. V. Nikolski, "Electrodinámica y Propagación de las Ondas de Radio" (traducida del ruso), , *Editorial Nayka-Mir*, pp. 265-276, URSS 1976.
30. S. Ramo, J. R. Whinnery & T. V. Duzer, "Field and Waves in Communication Electronics" , pp. 589-593, ISBN: 0-471-58551-3, *John Wiley & Son, Inc*, New York, 1965.
31. Purcell E. M., "Electricity and Magnetism: Berkeley physics course -vol 2", *McGraw-Hill Book Co*, pp. 347-349, USA, 1965.
32. J. A. Straton., "Electromagnetic Theory", *McGraw-Hill Book Co*, pp. 131-137, USA, 1941.

33. C. A. Balanis. "Antenna Theory: Analysis and Desing". *Editorial: Wiley-Interscience*. ISBN: 0-471-66782-X. pp 27-58. USA, 2005.
34. I. E. Tamm. "Fundamentos de la teoría de la electricidad". *Editorial Mir*, pp. 27-37. Moscú 1979.
35. J. J. Tomson. "Cathode Rays", *Philosophical Magazine*, vol 44, pp. 293, UK, 1897.
36. M. Planck. "On the distribution law of energy in the normal spectrum". (Traducido del alemán por: Peter Möck). *Annalen der Physik IV*, Vol 4, pp. 553-563, Berlín, 1901.
37. V. B. Berestetskii, E. M. Lifshitz, L. P. Pitaevskii. "Teoría Cuántica Relativista". *Editorial Reverté*. URSS, 1971.
38. B. H. Bransden & C. J. Joachain. "Quantum Mechanics". *Editorial Pearson Education*, ISBN: 0582-35691-1. England, 1989.
39. E. H. Wichmann. "Física Cuántica". *Editorial Reverté, S. A.* ISBN: 84-291-4020. Barcelona, 1991
40. R. Shankar. "Principles of Quantum Mechanics". *Editorial Springer*, ISBN: 978-0-306-44790-7. USA, 2008

